Strahlungselemente als Dosimeter für thermische und epithermische Neutronen

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Dieter Melde
aus Spremberg

1970

Strahlungselemente als Dosimeter für thermische und epithermische Neutronen

Inaugural - Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Dieter Melde

aus Spremberg

1. Referent: Professor Dr. R. Hosemann

2. Referent: Professor Dr. S. Wilking

UNIV. LEIDEN BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 4. 8. 1970

Tag der Promotion:

Inhaltsübersicht

A Einleitung 3

B Grundlegendes zur Neutronendosimetrie 4

1. Neutronenfeld und Gewebedosis 4
2. Konvention über das Neutronenspektrum und mittlere Fluenz-Dosis-Faktoren 8
3. Wirkungsquerschnitte 11

C Theorie des Neutronenelements 13

4. Funktionsweise und Aufbau des Strahlungselements 13
5. Berechnung der Empfindlichkeit des Neutronenelements 19
6. Berechnung der spezifischen Elektronenausbeute 24
   a) Monoenergetische Neutronen 25
   b) Thermische Neutronen 29
   c) Epithermische Neutronen 29
7. Spezifische Elektronenausbeute und Empfindlichkeiten von Neutronenelementen mit Silber- und Rhodium-Emittern 33

D Messungen mit Neutronenelementen 39

8. Strahlenquellen und Meßmethode 40
9. Messung der Empfindlichkeiten für thermische Neutronen 44
10. Messung der Empfindlichkeiten für epithermische Neutronen 50
11. γ-unempfindliche Dosimeter für thermische und epithermische Neutronen 57
12. Entwicklung eines Dosimeters für thermische und epithermische Neutronen, Röntgen- und γ-Strahlung 60

E Eigenschaften des Dosimeters mit Strahlungselement und mögliche Meßbereiche 66

F Zusammenfassung 68

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546510_0021

A Einleitung

Das von HESS /1/ entdeckte Röntgenelement, das die Energie von Röntgen- und γ-Strahlung unter Ausnutzung des Photo- und Comptoneffektes in elektrische Energie umwandelt, ist von HOSEMANN und WARRIKHOFF als wellenlängenunabhängig anzeigendes Dosimeter entwickelt worden /2-4/. In dem Gerät entsteht durch Bestrahlung eine der Dosis proportionale Spannung, die mit einem Elektrometer gemessen wird. Seine Anwendung findet es in einem von der Firma AEG-Telefunken hergestellten direkt anzeigenden Personendosimeter /5/, mit dem der vom medizinischen Standpunkt wichtige Dosisbereich bis 500 R erfaßt werden kann.

Das Dosimeter mit Röntgenelement vereinigt in sich eine Reihe von Eigenschaften, die es vor anderen Geräten auszeichnet und seine Verwendung in der Unfall- und Katastrophendosimetrie nahelegt.

Wie aufgrund theoretischer Betrachtungen von HOSEMANN und WARRIKHOFF gezeigt wurde /6,7/, läßt sich das Prinzip des Strahlungselements auch zur Messung von Neutronen ausnutzen, falls als Meßreaktion die ß-Aktivierung durch Strahlungseinfang verwendet wird. Erste experimentelle Untersuchungen mit thermischen Neutronen führten zu positiven Ergebnissen /8,9/, die es nahelegten, die Funktionsweise von Neutronenelementen und ihre Bedeutung für die Dosimetrie eingehender zu studieren.

In der vorliegenden Arbeit wird die Möglichkeit untersucht, mit Strahlungselementen die Dosis von Neutronen direkt, d.h. ohne den Umweg über Moderation (s. dazu /10/) zu ermitteln. Dazu wird zunächst die Theorie des Neutronenelements behandelt und danach über Messungen berichtet, die mit thermischen und epithermischen Neutronen, Röntgen- und γ-Strahlung durchgeführt worden sind und die Aufschluß über den Einfluß einiger Parameter auf die Empfindlichkeit der Neutronenelemente für die verschiedenen Strahlungsarten gegeben haben.

Ziel der Untersuchungen ist die Entwicklung eines möglichst

γ-unempfindlichen Dosimeters für thermische und epithermische Neutronen und eines Gerätes, das die Dosis von Neutronen sowie von Röntgen- und γ-Strahlung mit gleicher Empfindlichkeit registriert. Es wird gezeigt werden, daß im Rahmen der zur Verfügung stehenden Mittel ein Dosimeter mit angepaßter Empfindlichkeit (0,43 V/rad) für thermische und epithermische Neutronen entwickelt werden konnte, dessen Empfindlichkeit für γ-Strahlung im ganzen Spektralbereich maximal nur 9% dieses Wertes beträgt. Andererseits wird sich ergeben, daß es möglich ist, ein Dosimeter mit gleicher Empfindlichkeit (0,13 V/rad) für beide Neutronenkomponenten und für γ-Strahlen mit Energien zwischen 75 keV und 1,25 MeV bei einer Wellenlängenabhängigkeit von maximal $\pm$ 12% zu bauen.

B Grundlegendes zur Neutronendosimetrie

1. Neutronenfeld und Gewebedosis

Die Gesamtheit von Neutronen, die durch ihre räumliche Verteilung, ihre Energie und ihre Flugrichtung gekennzeichnet sind, bezeichnet man als Neutronenfeld. Es kann durch die differentielle Neutronenflußdichte $f(\vec{r},\vec{\Omega},E)$ beschrieben werden. Diese wird definiert als Zahl der Neutronen am Ort $\vec{r}$ mit Energien zwischen E und E + dE und Flugrichtungen in das Raumwinkelelement $d\Omega$ um $\vec{\Omega}$, die eine Fläche von $1cm^2$ senkrecht zu $\vec{\Omega}$ in einer Sekunde durchdringen.

Aus der differentiellen Flußdichte erhält man durch Integration über E die Vektorflußdichte $f(\vec{r},\vec{\Omega})$ und durch Integration der Vektorflußdichte über $\vec{\Omega}$ die Neutronenflußdichte φ:

$$\varphi(\vec{r}) = \int_{4\pi} f(\vec{r},\vec{\Omega})\, d\Omega \qquad (1.1)$$

Sie gibt die Zahl der Neutronen an, die eine Kugel mit einer Querschnittsfläche von $1cm^2$ von allen Seiten in einer

Sekunde durchdringen.
Für ein isotropes Neutronenfeld gilt dann speziell

$$\varphi(\vec{r}) = 4\pi \cdot f(\vec{r},\vec{\Omega}) \qquad (1.2)$$

Die zeitlich integrierte Flußdichte wird als Neutronenfluenz bezeichnet:

$$\Phi(\vec{r}) = \int \varphi(\vec{r},t)\,dt \qquad (1.3)$$

Entsprechend erhält man aus $f(\vec{r},\vec{\Omega})$ die Vektorfluenz $F(\vec{r},\vec{\Omega})$.

Der Begriff der Dosis leitet sich von der Wirkung der Strahlung auf Materie ab, wobei primär die Energie, die die Materie aufnimmt, interessiert. Man definiert die Energiedosis D als die gesamte von der Masseneinheit des bestrahlten Materials absorbierte Strahlungsenergie /11/. Die Einheit der Energiedosis ist "rad" (1rad = 100erg/g). Da die Energieabgabe der Strahlung vom Material abhängt, ist eine Angabe der Energiedosis spezifisch für das Material (z.B. für Gewebe).

Neben der Energiedosis wird häufig die Expositionsdosis benutzt. Sie ist ein Maß für Röntgen- und δ-Strahlung, das auf deren Fähigkeit zur Ionisation von Luft beruht /11/. Die Einheit der Expositionsdosis ist das Röntgen (R). Für Muskelgewebe ist das Verhältnis von Energie- zu Expositionsdosis nahezu eins (1rad = 1R) /12/.

Der Zusammenhang zwischen Neutronenfluenz und Energiedosis für Gewebe läßt sich unter Berücksichtigung der Gewebezusammensetzung und der Reaktionen, die zu einer Energieübertragung führen, berechnen. Während langsame Neutronen Energie vor allem über die Reaktion $H^1(n,\delta)H^2$ und zu geringerem Teil auch über $N^{14}(n,p)C^{14}$ an das Gewebe abgeben, sind bei schnellen Neutronen die Rückstoßkerne aus Streuprozessen für die Energieübertragung wesentlich.

Bei größeren Objekten, wie z.B. dem menschlichen Körper, ist zu berücksichtigen, daß die Neutronenfluenz beim Eindringen in das Objekt durch die Wechselwirkung mit den Atomkernen ihr Energiespektrum ändert und insgesamt geschwächt wird. Daher ist der Zusammenhang zwischen der Dosis und der auf

das Objekt fallenden Fluenz eine Funktion des Ortes im Körper.

Für eine 30cm dicke, unendlich ausgedehnte Gewebeplatte, die von einem breiten Neutronenbündel senkrecht getroffen wird, haben SNYDER und NEUFELD die Dosis in Abhängigkeit von der Tiefe für verschiedene Neutronenenergien berechnet /13,14/. Diese Tiefendosiskurven haben Maxima auf oder in der Nähe der Oberfläche der Platte. Die maximalen Energiedosis-Werte sind als Funktion der Neutronenenergie in Abbildung 1 aufgetragen.

In neuerer Zeit ist von AUXIER, SNYDER und JONES /15/ die Dosisverteilung in einem zylindrischen Phantom mit einem Radius von 15cm und einer Höhe von 60cm berechnet worden. Der Neutronenstrahl trifft hier das ganze Phantom von einer Seite. Maximalwerte der Dosis erhalten Volumenelemente in der Nähe der Oberfläche, die der Neutronenquelle zugewandt ist. Diese Maximalwerte sind ebenfalls in Abbildung 1 eingetragen. Als statistische Unsicherheit für die Rechnung geben die Autoren 4% an. Systematische Fehler, die schon durch die Voraussetzungen eingehen, werden in annehmbaren Grenzen vermutet.

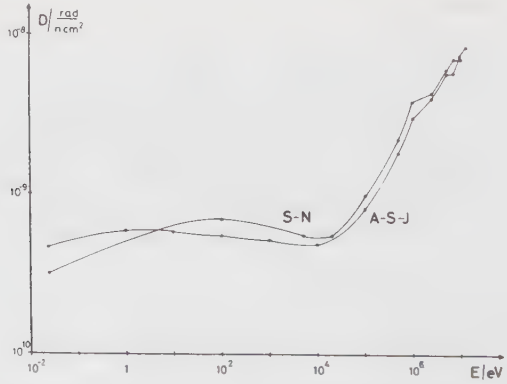

Abb.1: Maximale Energiedosis pro Fluenzeinheit als Funktion der Neutronenenergie nach SNYDER-NEUFELD und AUXIER-SNYDER-JONES.

Beide Dosis-Kurven zeigen qualitativ den gleichen Verlauf. Während die Dosis pro Fluenzeinheit unterhelb 10keV nur wenig energieabhängig ist, steigt sie für größere Energien um mehr als eine Zehnerpotenz. Quantitativ ergeben sich jedoch z.T. erhebliche Unterschiede, die ein Hinweis auf die großen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Dosis sind. Da in den Berechnungen von AUXIER u.a. neuere Daten der Wirkungsquerschnitte verwendet und Reaktionen, die bei SNYDER und NEUFELD vernachlässigt sind, mit berücksichtigt wurden und weil ein Zylinderphantom für die Geometrie des menschlichen Körpers eine bessere Näherung ist als eine unendlich ausgedehnte Platte, wird in der vorliegenden Arbeit die Dosis-Kurve nach AUXIER u.a. bevorzugt. Zum Vergleich werden auch die Werte nach SNYDER und NEUFELD angegeben.

Der Begriff der Energiedosis berücksichtigt nicht, daß die biologische Wirkung gleicher Dosen verschiedener Strahlungsarten oder -energien verschieden sein kann. Diese Tatsache versucht man durch Einführung des Dosisäquivalents (DE) /11/ zu berücksichtigen, das aus der Energiedosis durch Multiplikation mit einem Qualitätsfaktor (QF) hervorgeht. Die Einheit des Dosisäquivalents ist "rem". Der Qualitätsfaktor ist auf γ-Strahlung mittlerer Energie bezogen und dafür gleich eins. Für Zwecke des Strahlenschutzes, also für die Wirkung chronischer Bestrahlungen geringer Intensität, sind Qualitätsfaktoren bestimmt worden /13,16/, mit denen das maximale Dosisäquivalent berechnet werden kann. Die Abbildung 2 zeigt die Ergebnisse nach SNYDER und NEUFELD /13/ bzw. AUXIER, SNYDER und JONES /15/.

Für eine akute Bestrahlung hoher Dosis, z.B. bei einem Unfall, sind die Qualitätsfaktoren nach /13/ nicht sinnvoll, weil hier andere Schädigungen des Körpers als bei der Strahlenschutzüberwachung betrachtet werden müssen. Das RBE - Committee /16/ empfiehlt nach einem Vergleich der Ergebnisse von Tierexperimenten, in der Unfalldosimetrie die Energiedosis (rad) anzugeben. Diese Ansicht wird auch in /17,18,19/ vertreten.

Der Meßbereich des Strahlungselements erlaubt seine Verwen-

dung als Unfalldosimeter. Aus diesem Grunde wird in der vorliegenden Arbeit die Energiedosis bevorzugt.

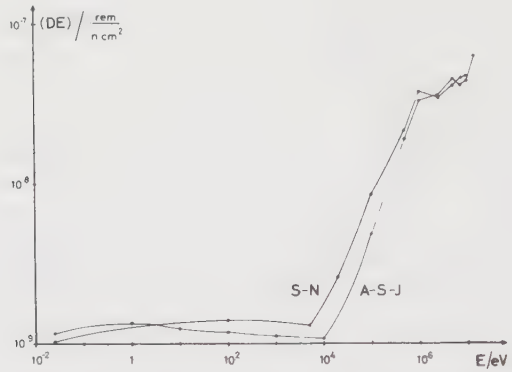

Abb.2: Maximales Dosisäquivalent pro Fluenzeinheit als Funktion der Neutronenenergie nach SNYDER-NEUFELD und AUXIER-SNYDER-JONES.

2. Konvention über das Neutronenspektrum und mittlere Fluenz-Dosis-Faktoren

Die meisten Neutronenquellen liefern unmittelbar nur schnelle Neutronen mit Energien im MeV-Bereich. Wenn sie mit einer Streusubstanz in Wechselwirkung treten, verlieren sie durch eine Serie aufeinander folgender Streuprozesse Energie, bis sie mit der Umgebung im thermischen Gleichgewicht sind. Das Spektrum dieser thermischen Neutronen folgt einer Maxwell-Verteilung um die Energie $E_o = kT$. Für eine Temperatur von 20°C ist $E_o = 0{,}025$eV. Die Energieverteilung der Fluenz ist dann /20/:

$$\phi_{th}(E)\,dE = \phi_{th} \cdot e^{-\frac{E}{E_o}} \cdot \frac{E}{E_o} \cdot \frac{dE}{E_o} \qquad (2.1)$$

Dabei ist

$$\phi_{th} = \int_0^\infty \phi_{th}(E)\,dE \qquad (2.2)$$

die gesamte thermische Fluenz.

Der Übergangsbereich zwischen den primären schnellen und den thermischen Neutronen wird durch das epithermische Spektrum ausgefüllt. Man kann zeigen /21/, daß das Fluenzspektrum der gebremsten Neutronen einen 1/E - Verlauf hat, falls das Streumedium unendlich ausgedehnt ist, keine Absorption stattfindet, die Energie klein gegen die Quellenenergie ist und der Streuquerschnitt nicht von der Energie abhängt. Das epithermische Spektrum ist dann also:

$$\phi_{epi}(E)\,dE = \frac{\Theta_{epi}}{E}\,dE \qquad (2.3)$$

mit Θ_{epi}, der Fluenz pro logarithmischem Einheitsintervall der Energie. Die gesamte epithermische Fluenz ergibt sich zu

$$\phi_{epi} = \int_{E_1}^{E_2} \frac{\Theta_{epi}}{E}\,dE = \Theta_{epi} \cdot \ln \frac{E_2}{E_1} \qquad (2.4)$$

In der Praxis sind die Bedingungen für das 1/E - Spektrum nicht immer erfüllt. Bei endlicher Ausdehnung des Streumediums (z.B. Reaktorabschirmung) nimmt das Spektrum der ausfließenden Neutronen weniger stark ab, als durch den 1/E - Verlauf dargestellt wird /22/. Ist die Absorption nicht vernachlässigbar, so wirkt sich das in gleicher Weise auf das Spektrum aus. Die Bedingung an den Streuquerschnitt ist für viele Substanzen über weite Energiebereiche erfüllt. Z.B. ist er für Wasserstoff zwischen 1eV und 10keV konstant /48/.

Trotz der Einschränkungen ist die Annahme eines 1/E - Spektrums für die Dosimetrie epithermischer Neutronen sinnvoll. Es ist damit eine erste Bestimmung der Dosis möglich, an der später Korrekturen erfolgen können, falls durch andere Messungen oder Abschätzungen genauere Informationen über das Spektrum erhalten werden.

Verschiedene Dosimetersysteme, die zum Nachweis der Neutronen Aktivierungsreaktionen benutzen, setzen ein 1/E - Spektrum für die epithermischen Neutronen voraus /23-25/. Die Ausflußspektren kritischer Anordnungen zeigen in der Tat gewisse Ähnlichkeiten, die eine Aufteilung nach der beschriebenen Konvention erlauben /23,26/.

Die obere Grenze E_2 des epithermischen Spektrums ist durch die mittlere Energie der schnellen Neutronen bestimmt, die diese Fluenzkomponente erzeugen /27/. Sie wird zu 1MeV festgesetzt, da die mittlere Energie des Spaltspektrums in dieser Größenordnung liegt.

Die untere Grenze E_1 bildet der Übergang vom epithermischen zum thermischen Spektrum. Diese Energie hängt vom Streumedium ab und liegt in der Größenordnung von 0,2eV /27,28/. Die gesamte epithermische Fluenz ist damit nach Gl.(2.4)

$$\Phi_{epi} = 15{,}4 \cdot \Theta_{epi} \qquad (2.5)$$

Eine dritte Komponente des Neutronenspektrums bilden die primären schnellen Neutronen, die zum Beispiel durch ein Spaltspektrum erfaßt werden kann /23/. Da, wie später gezeigt wird, mit dem Neutronenelement schnelle Neutronen nicht direkt gemessen werden können, wird hierauf nicht näher eingegangen.

Für die thermische und epithermische Komponente des Spektrums können nun mit Hilfe der Dosis-Kurven aus Abbildung 1 mittlere Fluenz-Dosis-Umrechnungsfaktoren berechnet werden:

$$\overline{D} = \frac{\int D(E) \cdot \Phi(E)\, dE}{\int \Phi(E) dE} \qquad \text{rad/n cm}^{-2} \qquad (2.6)$$

Die in den Kurven der Abbildung 1 für E = 0,025eV eingetragenen Werte beziehen sich schon auf ein thermisches Spektrum /13,15/, so daß eine Mittelung hier entfällt.
Für den mittleren Dosis-Faktor im epithermischen Spektrum gilt

$$\overline{D} = \frac{1}{15{,}4} \cdot \int_{0{,}2}^{10^6} \frac{1}{E} D(E)\, dE \qquad (2.7)$$

Zerlegt man die Kurven der Abbildung 1 in lineare Bereiche, so kann man sie durch Funktionen der Form $D = a \cdot E^b$ approximieren. Die Konstanten a und b ergeben sich durch Anpassung an den Kurvenverlauf. Damit läßt sich die Integration ausführen.

In Tabelle 1 sind die gemittelten Umrechnungsfaktoren nach

den Dosis-Kurven von AUXIER u.a. (A-S-J) bzw. SNYDER-NEUFELD (S-N) zusammengestellt. Außerdem sind die entsprechenden Faktoren für das Dosisäquivalent aufgeführt.

	Energiedosis (rad/n cm^{-2})		Dosisäquivalent (rem/n cm^{-2})	
	A-S-J	S-N	A-S-J	S-N
thermisch	$4{,}68 \cdot 10^{-10}$	$3{,}2 \cdot 10^{-10}$	$1{,}15 \cdot 10^{-9}$	$1{,}03 \cdot 10^{-9}$
epitherm.	$7{,}3 \cdot 10^{-10}$	$7{,}9 \cdot 10^{-10}$	$3{,}5 \cdot 10^{-9}$	$4{,}2 \cdot 10^{-9}$

Tab.1: Die über das thermische und epithermische Spektrum gemittelten Fluenz-Dosis-Faktoren

Wie schon aus Abbildung 1 ersichtlich ist, wird ein wesentlicher Teil der epithermischen Dosis von Neutronen höherer Energie verursacht. Die Integration nach Gl.(2.7) über Teilbereiche der Energie zeigt, daß Neutronen mit Energien zwischen 0,1MeV und 1MeV 38%, niederenergetische Neutronen (0,2eV bis 10eV) aber nur 15% der epithermischen Dosis liefern.

3. Wirkungsquerschnitte

Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung zwischen Neutronen und Atomkernen wird durch den Wirkungsquerschnitt beschrieben. Nach der betrachteten Reaktion unterscheidet man z.B. den Absorptionsquerschnitt σ_a und den Streuquerschnitt σ_s. σ_a kann man zerlegen in $\sigma_{n,\gamma}$, $\sigma_{n,\alpha}$, $\sigma_{n,p}$ und andere, je nach dem, ob mit der Absorption eines Neutrons die Emission eines γ-Quants, α-Teilchens oder Protons verbunden ist. Wird der Atomkern nach einem Neutroneneinfang radioaktiv, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür durch den Aktivierungsquerschnitt σ_{act} gegeben. Die Gesamtheit aller Wechselwirkungen wird durch den totalen Wirkungsquerschnitt

beschrieben.

Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Elemente unterscheiden sich beträchtlich. Z.B. ist der thermische Absorptionsquerschnitt für Kohlenstoff 0,0034 barn und für Silber 63,6 barn (1 barn = $10^{-24}cm^2$)/29/.

Die Energieabhängigkeit des Einfangsquerschnitts $\sigma_{nr,\delta}$ und mit ihm des Aktivierungsquerschnitts ist durch einen 1/v- (bzw. $1/\sqrt{E}$-) Verlauf bei kleinen Energien und durch das Auftreten von Resonanzen im eV-Bereich gekennzeichnet. Abgesehen davon nimmt der Aktivierungsquerschnitt zu größeren Energien hin ab. Für Silber und eine Neutronenenergie von 1MeV beträgt er nur noch etwa 0,1 barn /29/.

Im thermischen Bereich zeigt der Wirkungsquerschnitt der meisten Elemente den 1/v - Verlauf. Eine Mittelung über die Maxwell-Verteilung ergibt /20/:

$$\sigma_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \sigma_a(E_o) \qquad (3.1)$$

Durch Mittelung über das epithermische 1/E - Spektrum erhält man das Resonanzintegral:

$$I_a = \int_{E_g}^{1MeV} \sigma_a(E) \frac{dE}{E} \qquad (3.2)$$

Die untere Grenze des Integrals erklärt sich dadurch, daß bei der Messung der epithermischen Absorption die Probe durch eine Cadmium-Hülle von thermischen Neutronen abgeschirmt wird. Cadmium ist praktisch undurchlässig für Neutronenenergien kleiner als E_g und durchlässig für größere Energien. Eine 0,5 mm dicke Cadmiumfolie hat die Grenzenergie $E_g = 0{,}55eV$ /30/.
Die obere Grenze ist durch das 1/E - Spektrum gegeben. Da der Wirkungsquerschnitt für hohe Energien sehr klein wird, kann man sie auf unendlich ausdehnen.

Im epithermischen Energiebereich spielen meist die Resonanzen des Wirkungsquerschnitts die dominierende Rolle. In der Nähe einer isolierten Resonanz wird der Absorptionsquerschnitt durch die Breit-Wigner-Formel beschrieben /31/:

$$\sigma_a(E) = \frac{\hat{\sigma}_a}{1 + \frac{4(E-\hat{E})^2}{\Gamma^2}} \qquad (3.3)$$

mit $$\hat{\sigma}_a = \frac{1}{\pi} \cdot \hat{\lambda}^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \qquad (3.4)$$

$\hat{\sigma}_a$ ist der Absorptinsquerschnitt für die Resonanzenergie $\hat{E}$ $\Gamma, \Gamma_n, \Gamma_\gamma$ sind die totale-, Neutronen- und Strahlungsbreite der Resonanz; $g = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2I+1}$ (I und J sind der Spin des Target- bzw. des Zwischenkerns). $\hat{\lambda}$ ist die de Broglie-Wellenlänge des Neutrons für $\hat{E}$.

Eine Resonanz des Streuquerschnitts wird ebenfalls durch eine Breit-Wigner-Formel beschrieben. Die Strahlungsbreite Γ_γ ist durch die Neutronenbreite Γ_n zu ersetzen.

Das Resonanzintegral einer Breit-Wigner-Resonanz erhält man durch Integration entsprechend Gl.(3.2):

$$I_a = \frac{\pi \cdot \Gamma \cdot \hat{\sigma}_a}{2 \cdot \hat{E}} \qquad (3.5)$$

Hat der Wirkungsquerschnitt im epithermischen Gebiet einen 1/v - Verlauf, so ist das Resonanzintegral nach Gl.(3.2)

$$I_a = 2 \cdot \sigma_a(E_g) \qquad (3.6)$$

C Theorie des Neutronenelements

4. Funktionsweise und Aufbau des Strahlungselements

Das Strahlungselement besteht aus einem System von zwei Elektroden, die sich hochisoliert voneinander in einem Vakuumgefäß befinden. Fällt energiereiche Strahlung (Röntgen-, δ-Strahlung, Neutronen) auf das System, so kann es zu einer Elektronenemission der Elektroden und folglich, sofern die effektive Elektronenausbeute beider Elektroden verschieden ist, zu einer Aufladung des Strahlungselements kommen. Die

entstehende Spannung ist ein Maß für die aufgefallenen Dosis.

Röntgen- und γ-Strahlen lösen durch Photo- und Comptoneffekt Elektronen aus. Während für weiche Röntgenstrahlung die Elektronenemission durch Photoeffekt überwiegt, werden von γ-Strahlen vor allem Compton-Elektronen ausgelöst. Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt durch Röntgenstrahlung wächst mit der Ordnungszahl Z des Elektrodenmaterials. Unterscheiden sich die Elektroden also in ihrer Ordnungszahl, so entsteht ein zu der Elektrode mit kleinerem Z (Kollektor) fließender resultierender Elektronenstrom. Auch die Compton-Elektronen, deren Ausbeute im wesentlichen unabhängig von Z ist, tragen zu diesem Strom bei, da sie - wie auch die Photo-Elektronen - von der Elektrode mit niedriger Ordnungszahl weniger stark zurückgestreut werden. Die Elektrode mit hohem Z wirkt daher auch für harte γ-Strahlung als Elektronenquelle. Der Elektronenstrom führt, falls die Sekundärelektronenausbeute des Kollektors genügend klein ist, zu einer Aufladung des Elements. Das Röntgenelement nach WARRIKHOFF /4/ hat als Emitter eine Blei- als Kollektor eine Kohlenstoffelektrode.

Beim Neutronenelement wird die ß-Aktivierung durch eine (n,γ)-Reaktion (Strahlungseinfang) als Meßreaktion ausgenutzt. Kernumwandlungen, d.h. (n,p)- und (n,α)-Reaktionen, die ebenfalls Ladungsträger liefern, können für das Neutronenelement nicht benutzt werden, da die Protonen und α-Teilchen eine große Zahl weicher Sekundärelektronen auslösen, die eine Aufladung des Systems über einige Volt hinaus verhindern. Dagegen läßt sich über die ß-Aktivierung leicht eine Aufladung auf sehr hohe Spannungen erreichen, wenn nur eine Elektrode stark, die andere aber nicht aktivierbar ist.

Der Aktivierungsquerschnitt aller Materialien nimmt - sofern man von Resonanzen absieht - mit wachsender Neutronenenergie ab. Daher wird ein Neutronenelement nur für thermische und epithermische Neutronen mit Energien im eV-Bereich ausreichend empfindlich sein. Jedoch läßt sich durch die Konven-

tion des 1/E - Spektrums der gesamte epithermische Bereich erfassen. Dagegen ist es nicht möglich, schnelle Neutronen, für die der Aktivierungsquerschnitt meist kleiner als 1 barn ist, direkt zu messen.

Bei der Auswahl geeigneter Materialien für den Emitter, die eine hohe Elektronenausbeute erwarten lassen, ist neben der Größe des thermischen Aktivierungsquerschnitts und des Resonanzintegrals auch die Energie der ß-Strahlung von Bedeutung. Sie sollte möglichst hoch sein, weil dann die ß-Selbstabsorption im Emitter gering ist. Schließlich muß das aktivierte Material mit einer genügend kleinen Halbwertszeit zerfallen, damit der endgültige Ladungszustand des Neutronenelements schon kurze Zeit nach erfolgter Bestrahlung erreicht ist und man zur Ablesung nicht zu lange warten muß.

Diese drei Bedingungen an das Emittermaterial werden am besten von Silber und Rhodium erfüllt. In Tabelle 2 sind die wesentlichen Daten für beide Elemente zusammengestellt. Spalte 2 enthält die Isotope und die Isotopenanteile im natürlichen Element, Spalte 3 den Absorptionsquerschnitt für das Element, Spalte 4 die Aktivierungsquerschnitte für die Isotope (beide für eine Neutronenenergie von 0,025eV). Die Spalten 5 und 6 enthalten die durch Neutroneneinfang entstehenden radioaktiven Zwischenkerne und ihre Halbwertszeiten. Der Index m deutet auf einen metastabilen Zustand. Die bei den verschiedenen Zerfallsarten auftretenden maximalen Energien der ß-Teilchen und die Anteile der Zerfallsarten sind in Spalte 7 eingetragen. Tritt Einfang eines Hüllenelektrons, Positronenaktivität oder ein Isomerenübergang auf, so ist das durch die Symbole ε, β^+ bzw. IT vermerkt. Zum Beispiel erfolgt beim Rh^{104m} mit einer Halbwertszeit von 4,4min ein Isomerenübergang zum Rh^{104}, das anschließend unter ß-Emission zerfällt. Spalte 8 enthält die Resonanzintegrale für die Neutronenabsorption durch (n,γ)-Reaktion. In Spalte 9 sind die Elektronenrückstreukoeffizienten für diffusen Elektroneneinfall aufgeführt. Ihre Bedeutung wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Element	Isotop Anteil	σ_a (barn)	σ_{act} (barn)	Zwischen-kern	HWZ	E_β Anteil (MeV)	I_a (barn)	R_a
Ag	107 0,51	63,6±0,6	35±5	Ag^{108}	2,4min	1,65 0,94 1,02 0,02 ε, β^+	74 [33]	0,56
	109 0,49		89±4	Ag^{110}	24s	2,87 0,95 2,21 0,05	1870±200 [29]	
			3,5±1	Ag^{110m}	253d	β^- und IT		
Rh	103 1,00	150±5	139±7	Rh^{104}	42s	2,44 0,98 1,85 0,02	575 [33]	0,55
			11±1	Rh^{104m}	4,4min	IT 1,00		
Literatur		[29]			[32]		[33,29]	[34]

Tab.2: Daten für den Emitter von Neutronenelementen

Für den Kollektor müssen Materialien mit kleinem Aktivierungsquerschnitt ausgewählt werden. In Tabelle 3 sind einige Elemente zusammengestellt.

1	2	3	4	5	6	7
Element	Z	σ_a (barn)	σ_{act} (barn)	I_a (barn)	I_{act} (barn)	R_i
C	6	0,0034	0,0034			0,17
Al	13	0,235	0,235	0,18	0,16	0,27
Fe	26	2,55	0,16	2,3		0,41
Mo	42	2,7	0,09	32	3	0,53
Literatur		/29/	/29,33/	/33/	/33/	/34/

Tab.3: Daten für den Kollektor von Neutronenelementen

Die thermischen Wirkungsquerschnitte und Resonanzintegrale beziehen sich auf die Elemente in ihrer natürlichen Isotopenzusammensetzung. In Spalte 7 sind Elektronenrückstreukoeffizienten eingetragen. Da die Ordnungszahlen der Materialien aus Tabelle 3 im Bereich zwischen Z = 1 und Z = 47 (Silber) liegen, ist es möglich, durch geeignete Auswahl oder Kombination der Materialien die Röntgen- und δ-Empfindlichkeit der Neutronenelemente in gewissen Grenzen einzustellen.

Die in dieser Arbeit untersuchten Neutronenelemente stimmen in ihrem geometrischen Aufbau mit den von der Firma AEG-Telefunken hergestellten Röntgendosimetern überein /5/. Einen schematischen Schnitt durch ein Strahlungselement zeigt die Abbildung 3. Die beiden Elektroden sind als konzentrische Zylinder angeordnet. Die Innenelektrode 1 ist der Kollektor, die Außenelektrode 2 der Emitter. Als Vakuumhülle 3 dient ein 100μ dickes Rohr aus Vacon. Der Emitter kann nun der Vakuumhülle entweder innen oder - wie in Abbildung 3 - außen anliegen. Im zweiten Fall werden die Elektronen beim Passieren der Hülle geschwächt. Dieser Effekt der Elektronenfilterung wird beim Röntgenelement benutzt, um eine

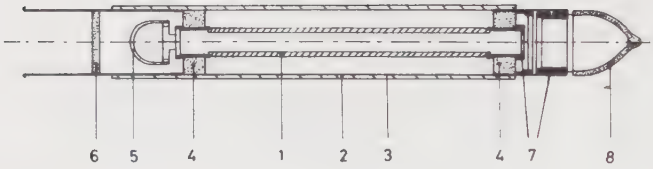

Abb.3: Aufbau eines Strahlungselements

Wellenlängenunabhängigkeit der Empfindlichkeit zu erzielen /4/. Die Innenelektrode wird durch zwei Quarzscheiben 4 hochisoliert gehalten. Über einen Hohlniet im Isolator ist sie mit dem Elektrometer 5 verbunden. Dieses besteht aus einem hufeisenförmig gebogenen, 0,3mm starken Kupferbügel, zu dem ein 4μ dicker mit einer halbleitenden Schicht bedampfter Quarzfaden parallel verläuft. Der Faden ist mit dem Bügel an den Fußpunkten verbunden. Eine Spannung zwischen Elektrometer und Gegenelektrode, die durch die Vakuumhülle gebildet wird, führt zu einer Auslenkung des Fadens. Die Charakteristik des Elektrometers ist bei kleinen Spannungen etwa quadratisch, bei höheren Spannungen fast linear. Der Vollausschlag, der aus praktischen Erwägungungen als 1mm Fadenauslenkung definiert ist, liegt bei etwa 100 Volt. Die Auslenkung des Elektrometers kann mit einem Meßmikroskop durch die Vakuumabschlußscheibe 6 hindurch abgelesen werden.

Zur Entladung des Strahlungselements dienen je eine Kathode aus Aluminium 7 auf der Innen- und Außenelektrode. Aluminium emittiert bei Bestrahlung mit UV-Licht Photo-Elektronen, die die Entladung bewirken. Durch die Photokathode an der Außenelektrode wird eine Gegenaufladung verhindert. Das UV-Licht wird durch den Pumpstengel 8 eingestrahlt.

5. Berechnung der Empfindlichkeit des Neutronenelements

Die Empfindlichkeit des Strahlungselements ist definiert als Quotient aus Spannungsänderung dU und Dosiszuwachs dD, der diese Spannungsänderung erzeugt. Sie hängt stets von der Elementspannung U ab, da mit zunehmender Aufladung alle Elektronen mit einer Austrittsenergie unterhalb $e_o U$ die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden nicht mehr überwinden können und somit nicht mehr zur Aufladung beitragen (e_o ist die Elementarladung). Da aber beim Neutronenelement die Aufladung durch hochenergetische ß-Teilchen erfolgt, die nur eine geringe Zahl von Sekundärelektronen auslösen, ist zu erwarten, daß die Empfindlichkeit im hier interessierenden Bereich bis 100 Volt nur wenig von der Spannung abhängt. Diese These wird durch die Messungen von HAASE /35/ bestätigt, so daß in guter Näherung die Empfindlichkeit als unabhängig von U angenommen werden kann.

Im Folgenden wird die Empfindlichkeit ε auf die Neutronenfluenz ϕ bezogen. Der Übergang zur Dosis kann leicht mit den in Tabelle 1 (S.11) angegebenen Umrechnungsfaktoren vollzogen werden. Es ist also

$$\varepsilon = \frac{dU}{d\phi} = \frac{1}{C} \cdot \frac{dQ}{d\phi} \qquad V/n \cdot cm^{-2} \qquad (5.1)$$

mit C, der Kapazität des Gerätes, und Q, der effektiven Ladungsemission der Außenelektrode. Die Innenelektrode soll nicht aktiviert werden, also keine Ladungen liefern.

Die Kapazität C setzt sich zusammen aus der Kapazität des idealen Strahlungselements, das als Zylinderkondensator mit gegen die Radien großer Länge angenommen werden kann, und einer schädlichen Kapazität C_s, die nicht zur Aufladung beiträgt:

$$C = \varepsilon_o \cdot \frac{2\pi \cdot l}{\ln \frac{r_a}{r_i}} + C_s \qquad (5.2)$$

Dabei sind: $\varepsilon_o = 8{,}86\,10^{-14}$ As/Vm; r_i und r_a die Radien der Innen- und Außenelektrode; l die Länge des Zylinderkondensators, d.h. der Innenelektrode. C_s besteht aus den Kapazi-

täten des Elektrometers und der von den Isolatoren ausgefüllten Teile des Strahlungselements und aus einer durch die endliche Länge des Kondensators bedingten Streukapazität. Durch Messung der Gesamtkapazität und mit der Dielektrizitätskonstanten von Quarzglas erhält man aus Gl.(5.2), daß die Kapazität der Isolatoren 1,6 pF , des Elektrometers einschließlich noch vorhandener Streukapazitäten 1,5 pF betragen. Die Störkapazität trägt demnach mit etwa 50% zur Gesamtkapazität bei, falls l = 40mm ist.

Die effektive Ladungsemission Q gibt die Ladungsmenge an, die von der Außenelektrode zur Innenelektrode gelangt und von dieser absorbiert wird. Die Größe $\frac{dQ}{d\Phi}$ soll nun berechnet werden. Es ist dabei unter anderem die Richtungsverteilung der die Außenelektrode verlassenden Elektronen zu berücksichtigen. Nach Ergebnissen von BAKER /36/ und GREENFIELD /37/ liegt bei homogen aktivierten Folien, die dicker als 1/5 der Reichweite der entstehenden ß-Strahlung sind, eine cos-Verteilung um die Flächennormale vor. Aus extrem dünnen Folien dagegen treten die Elektronen isotrop aus. Es soll hier zunächst eine cos-Verteilung vorausgesetzt werden; für dünne Außenelektroden wird später eine Korrektur angebracht.

Die Ladung pro Fluenzeinheit, die aus der Außenelektrode in das Vakuum tritt und zur Innenelektrode fliegt, ist $q \cdot G_{cos}$ mit

$$q = e_o (\eta f) \cdot F_a \qquad (5.3)$$

G_{cos} ist ein Geometriefaktor für die cos-Verteilung, der von den Radien der Innen- und Außenelektrode abhängt und im Anhang zu diesem Abschnitt berechnet wird. e_o ist die Elementarladung, $F_a = 2\pi \cdot r_a \cdot l$ die Fläche der Außenelektrode. η ist die spezifische Elektronenausbeute, d.h. die Zahl der Elektronen, die aus $1cm^2$ der Innenfläche der zylindrischen Außenelektrode tritt, wenn das Strahlungselement der Fluenz von 1 n/cm^2 ausgesetzt war. In der Größe (ηf) sind Korrekturen enthalten, die eine Abweichung der Richtungsverteilung von der cos-Verteilung und, sofern die Außenelektrode außerhalb der Vakuumhülle angebracht ist, die Elektronenfilterung

berücksichtigen. η und (ηf) werden später berechnet.

Von der auf die Innenelektrode fallenden Ladung $q \cdot G_{cos}$ wird der Anteil

$$\left(\frac{dQ}{d\phi}\right)_1 = q \cdot G_{cos} \cdot (1-R_i) \qquad (5.4)$$

absorbiert. R_i ist der Rückstreukoeffizient des Materials der Innenelektrode für diffusen Elektroneneinfall /34/. Er ist unabhängig von der Energie der ß-Strahlung für $E_\beta > 0{,}6$ MeV /38/. Der Rest wird an der Innen- und Außenelektrode reflektiert, so daß ein Teil der Ladung noch von der Innenelektrode absorbiert werden kann:

$$\left(\frac{dQ}{d\phi}\right)_2 = q \cdot G_{cos} \cdot R_i \cdot R_a' \cdot G' (1-R_i) \qquad (5.5)$$

R_a' ist der Rückstreukoeffizient der Außenelektrode, G' der Geometriefaktor für die rückgestreuten Elektronen. Höhere Reflexionen werden vernachlässigt. Berücksichtigt werden muß aber noch die Ladung der die Innenelektrode verfehlenden Elektronen $q(1 - G_{cos})$. Sie werden von der Außenelektrode entsprechend einem Rückstreukoeffizienten R_a'' mit einer Richtungsverteilung, die zu dem Geometriefaktor G'' führt, reflektiert, und gelangen zum Teil auf die Innenelektrode. Die entsprechende Ladung ist:

$$\left(\frac{dQ}{d\phi}\right)_3 = q (1-G_{cos}) R_a'' \cdot G'' (1-R_i) \qquad (5.6)$$

Die entsprechend dem Geometriefaktor G'' die Innenelektrode verfehlenden Elektronen können in gleicher Weise durch Reflexion noch auf die Innenelektrode gelangen. Diese Ladung ist

$$\left(\frac{dQ}{d\phi}\right)_4 = q (1-G_{cos}) R_a'' \cdot (1-G'') \cdot R_a'' \cdot G'' (1-R_i) \qquad (5.7)$$

Weitere Anteile werden vernachlässigt.

Zwischen den R_a- und G-Werten der Anteile (5.5) und (5.6) bzw. (5.7) wird unterschieden, weil die Elektronen unter verschiedenen Winkeln auf die Außenelektrode fallen und damit nicht unbedingt in gleicher Weise reflektiert werden. Nach /39/ ist die Richtungsverteilung rückgestreuter Elektronen unabhängig von der Einfallsrichtung der primären näherungsweise eine cos-Verteilung um die Normale (Rück-

diffusion), der aber eine Bevorzugung der dem Reflexionswinkel entsprechenden Richtungen überlagert ist (Rückstreuung an der Oberfläche). Außerdem ist der Rückstreukoeffizient unabhängig von der Einfallsrichtung, wenn man von den an der Oberfläche reflektierten Elektronen absieht. Diese gelangen jedoch wegen ihrer Richtung (Reflexionswinkel) ohnehin nur zum geringen Teil auf die Innenelektrode. Daher gilt näherungsweise $G' = G'' = G_{cos}$ und $R_a' = R_a'' = R_a$ mit R_a, dem Rückstreukoeffizienten für diffus einfallende Elektronen.

Die effektive Ladungsemission pro Fluenzeinheit erhält man durch Summation der Anteile (5.4) bis (5.7):

$$\frac{dG}{d\phi} = q \cdot G_{cos}(1-R_i)\left\{1 + R_i \cdot R_a \cdot G_{cos} + R_a(1-G_{cos}) + R_a^2(1-G_{cos})^2\right\} \quad (5.8)$$

Im Anhang zu diesem Abschnitt wird gezeigt, daß $G_{cos} = r_i/r_a$ ist.

Aus (5.2), (5.3) und (5.8) ergibt sich dann die Empfindlichkeit entsprechend Gl.(5.1) zu

$$\mathcal{E} = \frac{2\pi r_i l \varepsilon_e (1-R_i)}{\varepsilon_e \frac{2\pi l}{\ln \frac{r_a}{r_i}} + C_s}\left\{1 + R_i R_a \frac{r_i}{r_a} + R_a\left(1-\frac{r_i}{r_a}\right) + R_a^2\left(1-\frac{r_i}{r_a}\right)^2\right\}(\eta f) \quad (5.9)$$

Bis auf die spezifische Elektronenausbeute (ηf), die in den folgenden Abschnitten berechnet wird, enthält diese Gleichung nur bekannte bzw. in der Literatur verzeichnete Größen.

Anhang: Geometriefaktoren für die Richtungsverteilungen

Der mit Gl.(5.3) eingeführte Geometriefaktor gibt an, welcher Anteil der insgesamt aus der Außenelektrode in das Vakuum tretenden Elektronen eine Flugrichtung zur Innenelektrode hat. Ist die Richtungsverteilung der Elektronen um die Normale des emittierenden Flächenelements durch $f(\vartheta)$ gegeben, so ist:

$$G_{f(\vartheta)} = \frac{\int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\Theta(\varphi)} f(\vartheta) \sin\vartheta \, d\vartheta}{\int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\pi/2} f(\vartheta) \sin\vartheta \, d\vartheta} \qquad (5.10)$$

Die Polarkoordinaten ϑ und φ zählen von der Normale bzw. von der Zylindermantellinie aus, auf der das Flächenelement liegt. Die Abbildung 4, die einen Querschnitt durch das Strahlungselement zeigt, stellt die Verhältnisse für $\varphi = 90^\circ$ dar.

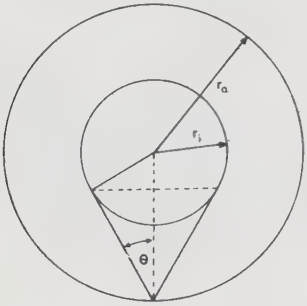

Abb.4: Querschnitt durch ein Strahlungselement

Für den Grenzwinkel $\Theta(\varphi)$, der durch die Tangente vom Flächenelement aus an die Innenelektrode gegeben ist, erhält man aus geometrischen Betrachtungen allgemein:

$$\operatorname{tg}\Theta(\varphi) = \frac{r_i}{\sqrt{r_a^2 - r_i^2}} \cdot \frac{1}{\sin\varphi} \qquad (5.11)$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß $l \gg r_a - r_i$ ist. Für eine cos-Verteilung der Elektronen ($f(\vartheta) = \cos\vartheta$) liefert die Integration (5.10) mit (5.11):

$$G_{cos} = \frac{r_i}{r_a} \qquad (5.12)$$

Dagegen erhält man für eine isotrope Verteilung ($f(\vartheta) = \text{const.}$)

$$G_{is} = \frac{2}{\pi} \arcsin\frac{r_i}{r_a} \qquad (5.13)$$

6. Berechnung der spezifischen Elektronenausbeute

Bei der Berechnung der spezifischen Elektronenausbeute der zylindrischen Außenelektrode ist zu beachten, daß sowohl die Neutronenfluenz als auch die entstehende ß-Strahlung im Elektrodenmaterial geschwächt werden. Fällt die Fluenz ϕ senkrecht auf eine Absorberschicht der Dicke dy cm, so wird $d\phi$ absorbiert:

$$d\phi = \phi \cdot N \sigma_a \cdot dy = \phi \cdot \mu_a \cdot dx \qquad (6.1)$$

N ist die Atomzahldichte, $\mu_a = \frac{N \cdot \sigma_a}{g}$ der Massenabsorptionskoeffizient, g die Dichte und $dx = g\,dy$. Daraus folgt ein exponentielles Schwächungsgesetz für die Fluenz:

$$\phi = \phi_0 \cdot e^{-\mu_a x} \qquad (6.2)$$

Aus experimentellen Untersuchungen ist bekannt, daß auch die ß-Schwächung durch ein exponentielles Schwächungsgesetz beschrieben werden kann, sofern ein einfaches Zerfallsschema vorliegt /40 - 43/. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein ß-Teilchen die Absorberschicht der Dicke x durchdringt, ist:

$$W(x) = e^{-\alpha x} \qquad (6.3)$$

α (cm^2/g) ist der ß-Absorptionskoeffizient. Für ein komplexes ß-Spektrum muß die Schwächung jeder einzelnen Komponente durch einen eigenen Exponentialansatz berücksichtigt werden. Gl.(6.3) gilt nur bis zu einer Schwächung auf etwa ein Drittel der Anfangsintensität /42/, dickere Schichten schwächen die ß-Strahlung stärker /43/.

Nach GLEASON /40/ besteht zwischen dem ß-Absorptionskoeffizienten für Aluminium und der maximalen Energie der ß-Strahlung folgender empirischer Zusammenhang:

$$\alpha_{Al} = 17{,}0 \cdot E_\beta^{-1{,}43} \ (cm^2/g) \quad E_\beta \text{ in MeV} \qquad (6.4)$$

Für andere Absorbermaterialien hat MEISTER /41/ eine leichte Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit der Ordnungszahl nach der empirischen Beziehung

$$\alpha_Z = \alpha_{Al} \cdot \left(\frac{Z}{Z_{Al}}\right)^{0,215} \qquad (6.5)$$

gefunden.

6a) Monoenergetische Neutronen

Die spezifische Elektronenausbeute soll nun unter folgenden Voraussetzungen berechnet werden:

1. Die Neutronenfluenz ist isotrop und an der Oberfläche des Strahlungselements konstant, d.h. es gilt:

$$F(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \phi(\vec{r}) = \text{const.} \qquad (6.5)$$

2. Die Neutronen sind monoenergetisch.
3. Neutronenstreuung in der Außenelektrode und Randeffekte sind vernachlässigbar.

Die zylindrische Außenelektrode wird in einem Rechenmodell durch zwei parallele Folien ("Doppelfolie") ersetzt (Abb.5).

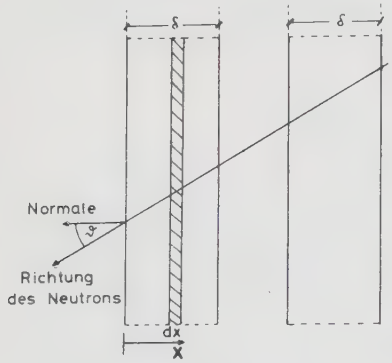

Abb.5: Rechenmodell für die Außenelektrode, bestehend aus zwei Folien der Dicke δ ("Doppelfolie")

Auf diese Weise wird berücksichtigt, daß nur die von einer Seite auf ein Flächenelement des Zylindermantels fallenden Neutronen ungeschwächt sind, während die von der anderen Seite (von innen) auffallenden Neutronen vorher die Außenelektrode durchdringen mußten und dabei geschwächt wurden. Das Modell ist eine gute Näherung für die zylindrische Elektrode, da eine isotrope Fluenz vorausgesetzt wurde. Gefragt ist nach der Zahl der Elektronen, die $1cm^2$ der

Elektrodenfläche in den Raum zwischen den beiden Folien emittiert, wenn das System der Einheitsfluenz ausgesetzt ist.

Die folgenden Überlegungen bauen auf einer Methode auf, nach der in BECKURTS-WIRTZ /44/ die Aktivität einer scheibenförmigen Neutronensonde ("einfache Folie") berechnet wurde.

Bildet die Richtung der Vektorfluenz $F(\vec{\Omega})$ mit der Foliennormale den Winkel ϑ, so fallen $F(\vec{\Omega})\cdot\cos\vartheta$ Neutronen auf $1cm^2$ Folie der Dicke x, in der sie den Weg $x/\cos\vartheta$ zurücklegen. Die Zahl der in $1cm^2$ einer Schicht der Dicke dx (s.Abb.5) absorbierten Neutronen ist:

$$P_A(x)\,dx = \int_{\vartheta=0}^{\pi/2}\int_{\varphi=0}^{2\pi} F(\vec{\Omega})\cos\vartheta\, e^{-\frac{\mu_a(2\delta-x)}{\cos\vartheta}}\,\mu_a\frac{dx}{\cos\vartheta}\,\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$$

$$+\int_{\vartheta=\frac{\pi}{2}}^{\pi}\int_{\varphi=0}^{2\pi} F(\vec{\Omega})|\cos\vartheta|\, e^{-\frac{\mu_a x}{|\cos\vartheta|}}\,\mu_a\frac{dx}{|\cos\vartheta|}\,\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi \qquad (6.7)$$

Der erste Term berücksichtigt die in Abbildung 5 von rechts, der zweite die von links einfallenden Neutronen. δ ist die Foliendicke in g/cm^2. Mit (6.6), der Substitution $\cos\vartheta = t$ und nach Integration über φ erhält man:

$$P_A(x) = \frac{1}{2}\,\phi\,\mu_a\int_0^1\left[e^{-\frac{\mu_a(2\delta-x)}{t}} + e^{-\frac{\mu_a x}{t}}\right]dt \qquad (6.8)$$

Die Neutronenabsorption führt mit der Wahrscheinlichkeit μ_{act}/μ_a zu einer Aktivierung. Die Hälfte der entstehenden ß-Teilchen bewegt sich auf den Raum zwischen beiden Folien zu und wird entsprechend Gl.(6.3) geschwächt. Die spezifische Elektronenausbeute ist also

$$\eta = \frac{1}{2}\,\frac{\mu_{act}}{\mu_a}\int_0^{\delta} e^{-\alpha(\delta-x)}\,\frac{P_A(x)}{\phi}\,dx = \frac{1}{4}\,\frac{\mu_{act}}{\mu_a}\,\varphi_0(\mu_a,\alpha,\delta) \qquad (6.9)$$

mit der "Aktivitätsfunktion"

$$\varphi_0(\mu_a,\alpha,\delta) = \mu_a\int_0^{\delta} dx\, e^{-\alpha(\delta-x)}\int_0^1 dt\left[e^{-\frac{\mu_a(2\delta-x)}{t}} + e^{-\frac{\mu_a x}{t}}\right] \qquad (6.10)$$

Nach Vertauschung kann man die Integration über x ausführen und erhält mit den Abkürzungen

$$\nu = \mu_a\cdot\delta \quad \text{und} \quad \beta = \alpha\cdot\delta \qquad (6.11)$$

$$\varphi_o(\nu,\beta) = \int_0^{\infty} \frac{\nu}{\beta+\frac{\nu}{t}} e^{-\frac{\nu}{t}} dt - e^{-\beta}\int_0^{\infty} \frac{\nu}{\beta+\frac{\nu}{t}} e^{-\frac{2\nu}{t}} dt + \int_0^{\infty} \frac{\nu}{\beta-\frac{\nu}{t}} e^{-\frac{\nu}{t}} dt - e^{-\beta}\int_0^{\infty} \frac{\nu}{\beta-\frac{\nu}{t}} dt \qquad (6.12)$$

Die Integrale in (6.12) lassen sich auf die Form der tabellierten Exponentialintegrale $E_n(x)$ bringen

$$E_n(x) = \int_0^{\infty} u^{n-2} e^{-\frac{x}{u}} du \qquad (6.13)$$

und man erhält:

$$\varphi_o(\nu,\beta) = \frac{\nu}{\beta}\left\{2E_2(\nu) - e^{-\beta}\left[E_2(2\nu)+1\right]\right\} + \frac{\nu^2}{\beta^2}\left\{e^{+\beta}\left[E_1(\nu+\beta) - E_1(2\nu+2\beta)\right] + e^{-\beta}\left[E_1(2\nu) - E_1(\nu-\beta) - \ln\frac{|\beta-\nu|}{\nu}\right]\right\} \qquad (6.14)$$

Die Aktivitätsfunktion $\varphi_o(\nu,\beta)$ für eine einfache Folie ist in /44/ und /35/ angeführt.

Die Gleichung (6.9) gibt die spezifische Elektronenausbeute für den einfachen ß-Zerfall eines Isotops an. Besteht die aktivierbare Elektrode aus einem Isotopengemisch und liegt ein komplexes ß-Spektrum vor, so ist über die Anteile der einzelnen Isotope und Zerfallsarten zu summieren:

$$\eta = \frac{1}{4}\sum_i \kappa_i \frac{\mu_{act}^i}{\mu_a} \sum_k \lambda_k^i \varphi_o(\nu,\beta_k^i) \qquad (6.15)$$

κ_i ist der Anteil des Isotops i am Gemisch, λ_k^i der Anteil des Zerfalls k an der gesamten ß-Intensität des Isotops i. μ_{act}^i ist der Aktivierungsquerschnitt des Isotops, μ_a der Absorptionskoeffizient des Gemisches.

Befindet sich die Außenelektrode des Neutronenelements außerhalb der Vakuumhülle, so wird die ß-Strahlung zusätzlich geschwächt. Dieser Effekt wird durch das exponentielle Gesetz (6.3) berücksichtigt. Für die spezifische Elektronenausbeute gilt daher anstelle (6.15)

$$(\eta f) = \frac{1}{4}\sum_i \kappa_i \frac{\mu_{act}^i}{\mu_a} \sum_k \lambda_k^i \varphi_o(\nu,\beta_k^i) e^{-\alpha_k^i \delta_F} \qquad (6.16)$$

δ_F ist die Dicke der Vakuumhülle in g/cm^2.

Das Rechenmodell der Doppelfolie berücksichtigt nicht, daß ein Teil der Fluenz durch die Stirnseiten der zylindrischen

Außenelektrode ungeschwächt auf deren Innenwandung trifft. Dieser Anteil hängt für jedes Flächenelement von dessen Lage auf der Elektrode ab. Für eine Abschätzung des Effektes wird der mittlere Raumwinkel berechnet, unter dem eine Stirnseite von der Zylinderachse aus gesehen erscheint (s.Abb.6).

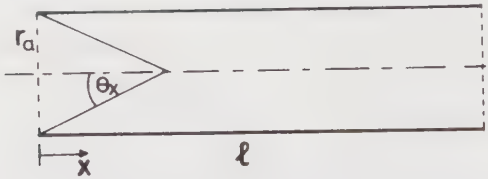

Abb.6: Zur Abschätzung des durch die Stirnseiten der Außenelektrode eintretenden Fluenzanteils

Dann ist der Anteil der durch die Stirnseiten eintretenden Fluenz an der Gesamtfluenz im Mittel

$$A = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\ell} \Omega(x) \frac{dx}{\ell} \tag{6.17}$$

mit $\Omega(x) = 2\pi \int_0^{\vartheta_x} \sin\vartheta \, d\vartheta$ und $\operatorname{tg} \vartheta_x = \frac{r_a}{x}$ (6.18)

Man erhält

$$A = 1 + \frac{r_a}{\ell} - \sqrt{1 + \left(\frac{r_a}{\ell}\right)^2} \tag{6.19}$$

In erster Näherung kann man bei der Berechnung der spezifischen Elektronenausbeute des endlichen Zylinders die Aktivitätsfunktionen $\varphi_o(\nu,\beta)$ für die Doppelfolie ($\varphi_o^d(\nu,\beta)$ entsprechend Gl.(6.14)) und die einfache Folie ($\varphi_o^e(\nu,\beta)$ entsprechend /36/) mit den Fluenzanteilen (1 - A) und A gewichtet addieren:

$$\varphi_o = (1-A)\,\varphi_o^d + A\,\varphi_o^e \tag{6.20}$$

Bei den untersuchten Neutronenelementen ist $A \approx 0{,}1$.

6b) Thermische Neutronen

Wie im Abschnitt 3 erläutert wurde, hängen die Wirkungsquerschnitte und damit die spezifische Elektronenausbeute von der Neutronenenergie ab. Um die Ausbeute im thermischen Neutronenfeld zu erhalten, muß man daher die Funktionen in Gl.(6.15) bzw. (6.16) über das Maxwell-Spektrum (2.1) mitteln. Unter der Annahme, daß das Verhältnis von Aktivierungs- und Absorptionsquerschnitt und der Zerfallsanteil λ_k^i im hier interessierenden Bereich unabhängig von der Neutronenenergie ist, genügt es, die Aktivitätsfunktion φ_c zu mitteln. Falls der Absorptionsquerschnitt einen 1/v - Verlauf hat, was für Silber und Rhodium recht gut erfüllt ist, gilt nach /45/ in guter Näherung:

$$\overline{\varphi_o(v(E),\beta)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \varphi_o(v(E_o),\beta) \qquad (6.21)$$

Daraus folgt mit Gl.(6.15)

$$\overline{\eta}_{th} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \eta(E_o) \qquad (6.22)$$

Entsprechendes gilt für die korrigierte Elektronenausbeute (ηf) nach Gl.(6.16).

6c) Epithermische Neutronen

Die spezifische Elektronenausbeute für epithermische Neutronen erhält man grundsätzlich durch Mittelung der Ergebnisse (6.15) bzw. (6.16) über das 1/E - Spektrum. Da die Wirkungsquerschnitte im epithermischen Bereich eine komplizierte Energieabhängigkeit haben, ist im allgemeinen eine Mittelung nur numerisch möglich.

Hier soll davon ausgegangen werden, daß sich der Absorptionskoeffizient zerlegen läßt in einen 1/v-Teil und eine Summe über Breit-Wigner-Resonanzen (vgl. Abschnitt 3):

$$\mu_a(E) = \frac{\hat{\mu}_a}{\sqrt{E}} + \sum_i \frac{\hat{\mu}_a^i}{1 + \frac{4(E-\hat{E}_i)^2}{\Gamma_i^2}} \qquad (6.23)$$

Das ist möglich, wenn $\hat{E}_i \gg \Gamma_i$ ist. μ_a^1 ist der Absorptionskoeffitient für 1eV.

Unter der Voraussetzung, daß die Resonanzen getrennt sind ($\hat{E}_i - \hat{E}_k \gg \Gamma_i + \Gamma_k$), kann man die spezifische Elektronenausbeute in Beiträge vom 1/v - Teil und von den einzelnen Resonanzen des Wirkungsquerschnitts separieren:

$$\eta_{epi} = \eta_{1/v} + \sum_i \eta_{res}^i \qquad (6.24)$$

Für Silber ist die Voraussetzung gut erfüllt.

Bei der Berechnung des 1/v - Anteils wird die Neutronenschwächung in der Folie vernachlässigt. Das ist berechtigt, wenn $(\mu_a^1/\sqrt{E_g})\delta \ll 1$ ist. E_g ist die Cadmium-Grenzenergie. Dann ist die über das 1/E - Spektrum gemittelte Absorptionswahrscheinlichkeit nach Gl.(6.8):

$$P_A^{1/v} = \int_{E_g}^{\infty} dE \frac{\theta_{epi}}{E} \frac{\mu_a^1}{\sqrt{E}} = 2\theta_{epi} \frac{\mu_a^1}{\sqrt{E_g}} = 2\theta_{epi} \cdot \mu_a^g \qquad (6.25)$$

Die Aktivitätsfunktion f_o für den 1/v - Teil des Wirkungsquerschnitts ergibt sich entsprechend (6.9) zu

$$f_o^{1/v} = 2\int_0^{\delta} e^{-\alpha(\delta-x)} \frac{P_A^{1/v}}{\theta_{epi}} dx = 4\mu_a^g \frac{1}{\alpha}\left(1 - e^{-\alpha\delta}\right) \qquad (6.26)$$

Da die Neutronenschwächung vernachlässigt wurde, gilt (6.26) sowohl für die einfache- als auch für die Doppelfolie.

Zur Ermittlung des Anteils einer Breit-Wigner-Resonanz an der spezifischen Elektronenausbeute wird eine Methode benutzt, nach der MÄNNER und SPRINGER /46/ die Resonanzaktivierung einer scheibenförmigen Neutronensonde (einfache Folie) in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in der Folie und die Selbstabschirmungsfaktoren berechnet haben.

Wird wie im Abschnitt 6a) die Streuung vernachlässigt, so erhält man durch Integration über das 1/E - Spektrum die Absorptionswahrscheinlichkeit für eine Resonanz (vgl.(6.8)):

$$P_A^r(x) = \frac{1}{2}\int_{E_g}^{\infty} dE \frac{\theta_{epi}}{E} \mu_a(E) \int_0^{\infty} dt \left\{ e^{-\frac{\mu_a(E)(2\delta - x)}{t}} + e^{-\frac{\mu_a(E)x}{t}} \right\} \qquad (6.27)$$

mit $$\mu(E) = \frac{\hat{\mu}_a}{1 + \frac{4(E-\hat{E})^2}{\Gamma^2}} \qquad (6.28)$$

Der Faktor 1/E kann als langsam veränderlich vor das Integral gezogen werden. Dann ist der Integrand symmetrisch um $\hat{E}$ und falls $E_g \ll \hat{E}$ ist, für $E = E_g$ sehr klein. Daher gilt nach Vertauschung der Integrationen:

$$P_A^r(x) = \frac{\Theta_{epi}}{\hat{E}} \int_0^{\hat{t}} dt \int_{\hat{E}}^{\infty} dE\, \mu_a(E) \left\{ e^{-\frac{\mu_a(E)(2\delta - x)}{t}} + e^{-\frac{\mu_a(E)x}{t}} \right\} \qquad (6,29)$$

Mit (6.28) und den Substitutionen

$$u = \left[1 + \frac{4(E-\hat{E})^2}{\Gamma^2}\right]^{-1}, \quad \hat{\mu}_a \delta = D \text{ und } \hat{\mu}_a x = \vartheta \qquad (6.30)$$

folgt daraus

$$P_A^r(\vartheta) = \frac{\Theta_{epi}}{2} \frac{N}{\vartheta} I_a \int_0^{\hat{t}} dt \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\hat{t}} du (1-u)^{-\frac{1}{2}} u^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{2D-\vartheta}{t} u} + \frac{1}{\pi} \int_0^{\hat{t}} du (1-u)^{-\frac{1}{2}} u^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\vartheta}{t} u} \right] \qquad (6.31)$$

I_a ist das Resonanzintegral nach Gl.(3.4) für eine einzelne Breit-Wigner-Resonanz. Die Summanden in dem Klammerausdruck sind Darstellungen der konfluenten hypergeometrischen Funktionen ${}_1F_1(\frac{1}{2}, 1, -\frac{\vartheta}{2})$ bzw. ${}_1F_1(\frac{1}{2}, 1, \frac{2D-\vartheta}{2})$ /47/.

Mit

$$a(z) = \int_0^{\hat{t}} dt\, {}_1F_1(\tfrac{1}{2}, 1, -\tfrac{z}{t}) \qquad (6.32)$$

wird aus (6.31)

$$P_A^r(\vartheta) = \frac{\Theta_{epi}}{2} \frac{N}{\vartheta} I_a \left[a(\vartheta) + a(2D - \vartheta) \right] \qquad (6.33)$$

Für größere z (etwa $z \geq 2$) erhält man durch Integration der assymptotischen Darstellung von ${}_1F_1$ wie in /46/:

$$a(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi z}} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{10} \frac{1}{z} + \frac{9}{112} \frac{1}{z^2} + \cdots \right) \qquad (6.34)$$

Für kleine z (etwa $z \leq 2$) erhält man nach /46/:

$$a(z) = e^{-\frac{z}{2}} - \frac{z}{2} E_1(\tfrac{z}{2}) + \frac{z}{8} e^{-\frac{z}{2}} (1{,}233 + 0{,}117 z + 0{,}0292 z^2 + \cdots) \qquad (6.35)$$

Aus Gl.(6.9) ergibt sich mit Gl.(6.33) und $\hat{\alpha} = \alpha / \hat{\mu}_a$ die Aktivitätsfunktion einer Resonanz:

$$\varphi_o^{res} = 2 N I_a d \cdot G(D,\hat{a}) \tag{6.36}$$

Dabei ist d die Foliendicke in cm und

$$G(D,\hat{a}) = \frac{1}{2D}\, e^{-\frac{\hat{a}D}{2}} \int_0^D e^{-\hat{a}\left(\frac{D}{2}-\xi\right)} \left[a(\xi) + a(2D-\xi)\right] d\xi \tag{6.37}$$

der Selbstabschirmungsfaktor der Doppelfolie. Der Exponentialfaktor unter dem Integral wird bis zum quadratischen Glied entwickelt. Man begeht damit für die Hauptresonanz von Silber und Folien der Dicke bis zu 400μ einen Fehler von weniger als 7%. Damit erhält man die Darstellung

$$G(D,\hat{a}) = e^{-\frac{\hat{a}D}{2}} \left[G_0 + \hat{a}\, G_1 + \frac{\hat{a}^2}{2} G_2\right] \tag{6.38}$$

Für kleine D ($D \leq 1$) ergibt sich mit Hilfe der Beziehung (6.35):

$$\begin{aligned}
G_0 &= \frac{1}{2D}\left[1 - 2E_3(D) + e^{-D}(0{,}308\,D^2 + 0{,}142\,D^3 + 0{,}05\,D^4 + \cdots)\right] \\
G_1 &= -\frac{1}{4} + \frac{2}{3}\frac{1}{D} + \frac{2}{3}E_3\left(\frac{D}{2}\right) - \frac{1}{6}E_3(D) - e^{-\frac{D}{2}}\left[\frac{4}{3}\frac{1}{D} + 0{,}103\left(\frac{D}{2}\right)^2 + 0{,}062\left(\frac{D}{2}\right)^3 + \cdots\right] \\
&\quad + e^{-D}\left[\frac{2}{3}\frac{1}{D} + 0{,}026\,D^2 + 0{,}026\,D^3 + \cdots\right] \\
G_2 &= \frac{2}{D} - \frac{2}{3} + \frac{1}{8}D + \frac{2}{3}DE_3\left(\frac{D}{2}\right) - \frac{1}{4}DE_3(D) - e^{-\frac{D}{2}}\left[\frac{4}{3} + 0{,}206\left(\frac{D}{2}\right)^3 + 0{,}123\left(\frac{D}{2}\right)^4 + \cdots\right] \\
&\quad - e^{-D}\left[\frac{2}{D} - 0{,}039\,D^3 - 0{,}026\,D^4 - \cdots\right]
\end{aligned} \tag{6.39}$$

Für große D ($D \geq 2$) benutzt man die assymptotische Darstellung (6.34) und erhält:

$$\begin{aligned}
G_0 &= \frac{1}{\sqrt{\pi D}}\left(0{,}944 - 0{,}071\frac{1}{D} - 0{,}0095\frac{1}{D^2} - \cdots\right) \\
G_1 &= -\frac{1}{\sqrt{\pi D}}\left(0{,}103\,D - 0{,}152 + 0{,}064\frac{1}{D} - \cdots\right) \\
G_2 &= \frac{1}{\sqrt{\pi D}}\left(0{,}101\,D^2 - 0{,}089\,D + 0{,}316 + \cdots\right)
\end{aligned} \tag{6.40}$$

Für die einfache Folie ist aus Symmetriegründen $G_1 = 0$. Die Ausdrücke für G_0 und G_2 sind in /46/ und /35/ angegeben.

Bei der Berechnung der spezifischen Elektronenausbeute sind die Anteile der Resonanzen und des 1/v - Teils zu addieren. Treten in der Außenelektrode mehrere Isotope auf, so ist das wie in Gl.(6.15) zu berücksichtigen. Man erhält

damit für die gesamte spezifische Elektronenausbeute:

$$\eta = \frac{1}{4}\left[\varphi_0^{1/v} + \sum_{ik} 2N\kappa_i I_a^{i,k} \cdot d\, G(d, \hat{\mu}_a^{ik}, \alpha^{ik})\right] \qquad (6.41)$$

κ_i ist der Anteil des Isotops i und $I_a^{i,k}$ das Resonanzintegral der k-ten Resonanz dieses Isotops.

Liegt der Emitter außerhalb der Vakuumhülle, so ist noch die Elektronenfilterung wie in Gl.(6.16) zu berücksichtigen.

Die Ausführungen dieses Abschnitts haben ergeben, daß man die spezifische Elektronenausbeute des Emitters sowohl für thermische als auch für epithermische Neutronen mit Hilfe der in der Literatur verzeichneten Daten der Elektrodenmaterialien berechnen kann. Damit ist es möglich, die Empfindlichkeit von Neutronenelementen unter Benutzung von Gl.(5.9) theoretisch zu bestimmen.

7. Spezifische Elektronenausbeute und Empfindlichkeiten von Neutronenelementen mit Silber- und Rhodium-Emittern

Die Daten zur Berechnung der spezifischen Elektronenausbeute für thermische Neutronen sind in Tabelle 2 (S.16) zusammengestellt. Zur Vereinfachung wird vernachlässigt, daß die Isotope verschiedene ß-Zerfälle machen können, und für jedes Isotop nur die ß-Energie benutzt, die am häufigsten vorkommt. Mit Gl.(6.4) und (6.5) erhält man die ß-Absorptionskoeffizienten. Nach den Untersuchungen von HAASE /35/, der die Emissionsströme aktivierter Rhodium- und Silberfolien mit großer Genauigkeit direkt gemessen hat, geben die mit den ß-Schwächungskoeffizienten für Aluminium berechneten Aktivitäten eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen als die nach Gl.(6.5) korrigierten Werte. Daher wird hier nur mit den Koeffizienten für Aluminium gerechnet.

In Abbildung 7 sind die Aktivitätsfunktionen φ_o nach Gl. (6.14) für Neutronen der Energie 0,025 eV in Abhängigkeit

von der Elektrodendicke dargestellt. Außerdem sind die Werte

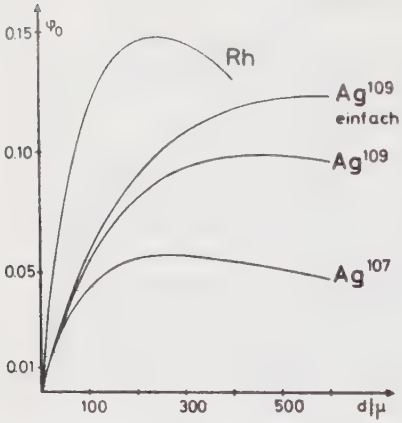

Abb.7: Aktivitätsfunktionen von Doppelfolien aus Silber und Rhodium für thermische Neutronen; (zum Vergleich: φ_0 für eine einfache Folie aus Ag^{109} nach /35/)

für eine einfache Folie des Isotops Ag^{109} nach /35/ aufgetragen. Die Maxima von φ_0 ergeben sich durch Zusammenwirken der Neutronen- und ß-Absorption im Emitter. Die Aktivitätsfunktion und damit die Elektronenausbeute ist um so größer, je größer der Aktivierungsquerschnit (Ag - Rh) und je höher die Energie der entstehenden ß-Strahlung ist (Ag^{107}-Ag^{109}). Der Unterschied zwischen den Kurven für die einfache- und die Doppelfolie des Isotops Ag^{109} zeigt die stärkere Neutronenschwächung in der Doppelfolie. Er nimmt mit wachsender Elektrodendicke zu.

Die Tabelle 4 enthält die zur Auswertung der Formeln für die epithermische Elektronenausbeute benötigten Daten. Es werden nur Silberelektroden untersucht, da das Resonanzintegral von Rhodium kleiner ist und daher eine geringere Elektronenausbeute erwarten läßt. Silber hat sehr viele Resonanzen, von denen aber nur die bei kleinen Neutronenenergien wesentlich zur epithermischen Aktivierung beitragen. Diese sind für beide Isotope in Tabelle 4 aufgeführt. Die Spalten 3 und 4 enthalten die Absorptions- und Streuquerschnitte in den Resonanzspitzen. Die Werte sind mit Gl.(3.4) aus den Reso-

Isotop	$\hat{E}$/eV	$\hat{\sigma}_a$/barn	$\hat{\sigma}_s$/barn	I_a/barn
Ag^{107}	16,3	2710	215	41,2
	41,5	1860	80	11,9
	51,3	4530	720	21,4
Ag^{109}	5,19	29400	2700	1830
	30,4	3250	180	23
Ag_{nat}	$\frac{1}{v}$ - Teil:	$\sigma_a(E_g) = 14$barn		$I_a = 28$ barn

Tab.4: Daten für die epithermische Aktivierung von Silber

nanzdaten nach /29/ berechnet. Man sieht, daß die Streuung gegenüber der Absorption näherungsweise vernachlässigt werden kann, wie im Abschnitt 6 vorausgesetzt wurde. Die Anteile der einzelnen Resonanzen am Absorptionsintegral, die in der letzten Spalte eingetragen sind, sind nach Gl.(3.5) berechnet, wobei aber für das Resonanzintegral von Ag^{109} der in /29/ angegebene Wert zugrundegelegt ist (vgl. Tab.2, S.16). Schließlich ist der Absorptionsquerschnitt $\sigma_a(E_g)$ von natürlichem Silber für $E_g = 0{,}55$eV /48/ und damit das Resonanzintegral für den 1/v - Teil des Wirkungsquerschnitts (siehe Gl.(3.6)) angegeben. Da der 1/v - Teil als Ausläufer der 5,19eV - Resonanz anzusehen ist, wird er, was die Energie der entstehenden ß-Strahlung betrifft, dem Isotop Ag^{109} zugeordnet.

Die mit Hilfe der Gleichungen (6.26) bzw.(6.36) berechneten Aktivitätsfunktionen sind in Abbildung 8 aufgetragen. Für die 5,19eV - Resonanz mußte die Näherung (6.40), für die anderen Resonanzen bei kleinen Elektrodendicken (6.39), bei großen Dicken (6.40) benutzt werden. Es ist zu erkennen, daß ein überwiegender Teil der epithermischen Aktivierung von der Resonanz bei 5,19eV herrührt. Mit zunehmender Elektrodendicke gewinnt die Aktivierung durch den 1/v - Anteil des Wirkungsquerschnitts an Bedeutung. Dagegen ist der Beitrag aller Resonanzen höherer Energie (für sie ist $10 \cdot \varphi_o$ aufgetragen) nicht größer als zehn Prozent.

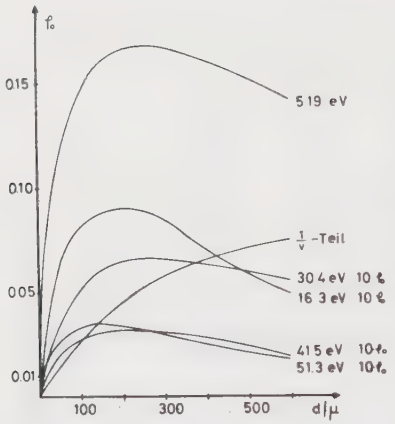

Abb.8: Aktivitätsfunktionen von Doppelfolien aus Silber für den 1/v - Teil und die Resonanzen des Wirkungsquerschnitts im epithermischen Energiebereich

Die Formel (5.9) für die Empfindlichkeit ist unter der Voraussetzung einer cos-Verteilung der von der Außenelektrode emittierten Elektronen um die Flächennormale abgeleitet worden. In Abschnitt 5 wurde schon erwähnt, daß dies bei homogener Aktivierung nur für dicke Elektroden (größer als 1/5 der Reichweite der ß-Strahlung) gilt, während für extrem dünne Emitter eine isotrope Verteilung vorliegt. Nach /37/ ist die cos-Verteilung so zu erklären, daß die meisten ß-Teilchen aus tieferen Schichten des Emitters durch Diffusion an die Oberfläche gelangen, wobei die Zahl der pro Raumwinkeleinheit austretenden Elektronen um so kleiner ist, je länger der im Mittel zurückgelegte Weg ist. Dieser wächst aber mit dem Winkel gegen die Normale entsprechend $1/\cos\vartheta$. Zwischen der Reichweite R_β in g/cm^2 und der Energie in MeV besteht nach GLENDENIN /49/ die Beziehung:

$$R_\beta = 0{,}542 \cdot E_\beta - 0{,}133 \quad \text{für } E_\beta > 0{,}8\text{MeV}$$

Zum Beispiel hat die ß-Strahlung von Ag^{110} damit die Reichweite $R_\beta = 1{,}42\ g/cm^2$.

Befindet sich die emittierende Elektrode außerhalb der 100μ dicken Vakuumhülle, so müssen alle ß-Teilchen durch diese Filterschicht diffundieren, so daß hier auch bei dünnen Elektroden die cos-Verteilung als gute Näherung angenommen

werden kann. Dagegen ist für den Fall, daß die Elektrode innerhalb der Hülle angebracht ist und homogen aktiviert wird, eine Korrektur für die Abweichung von der cos-Verteilung nötig, die von der Elektrodendicke und der ß-Energie abhängt. Sie kann näherungsweise als Faktor f_k an den Summanden in Gl.(6.15) angebracht werden. Dabei ist

$$G_{is}/G_{cos} \leq f_k \leq 1 \quad \text{für} \quad 0 \leq d \leq \frac{1}{5} R_\beta .$$

Für die Verhältnisse der untersuchten Strahlungselemente ist $G_{is}/G_{cos} = 0{,}67$, wie aus Gl.(5.12) und (5.13) mit den Daten aus Tabelle 8 (S.43) hervorgeht. Die Zwischenwerte $f_k(d)$ werden aus den in /37/ angegebenen Verhältnissen der Aktivität in Richtung der Flächennormale zur mittleren Aktivität pro Raumwinkeleinheit abgeschätzt. Sie sind in Abbildung 9 aufgetragen.

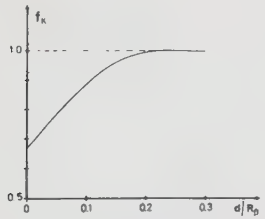

Abb.9: Korrekturfaktor für die Richtungsverteilung der ß-Strahlung bei dünnen Elektroden

Die Voraussetzung homogener Aktivierung ist für thermische Neutronen und die 1/v - Aktivierung durch epithermische Neutronen recht gut erfüllt. Dagegen führen die Resonanzen zu einer besonders starken Aktivierung der Schichten in der Nähe der äußeren Elektrodenoberfläche, so daß ein großer Teil der Elektronen aus diesen Schichten kommt. Daher ist zu erwarten, daß hier auch für Elektrodendicken kleiner als 1/5 der ß-Reichweite eine cos-Verteilung der ß-Strahlung vorliegt. An den Anteilen der Resonanzen zur epithermischen Elektronenausbeute wird aus diesem Grunde keine Korrektur angebracht.

Die Abbildung 10 zeigt die spezifische Elektronenausbeute von Rhodium- und Silberelektroden für thermische Neutronen als Funktion der Elektrodendicke, die aus den φ_0-Werten der Abbildung 7 und mit den Gleichungen in Abschnitt 6a und b

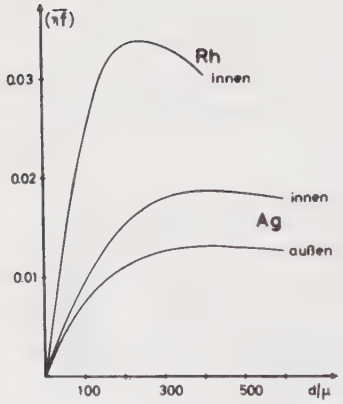

Abb.10: Spezifische Elektronenausbeute von Rhodium- und Silberelektroden für thermische Neutronen als Funktion der Elektrodendicke

berechnet wurden. Bei der Rhodium-Kurve ist vorausgesetzt, daß die Elektrode innerhalb der Vakuumhülle angebracht ist. Es zeigt sich, daß ein Neutronenelement mit einer 200μ dicken Rhodiumelektrode maximale Empfindlichkeit für thermische Neutronen hat. Für die Silberelektroden sind beide Fälle - daß sich die Elektrode innerhalb und außerhalb der Vakuumhülle befindet - dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die spezifische Elektronenausbeute durch die Elektronenfilterung in der Vakuumhülle um etwa 30% vermindert wird.

Die Ausbeute von Silberelektroden für epithermische Neutronen ist in Abbildung 11 dargestellt.

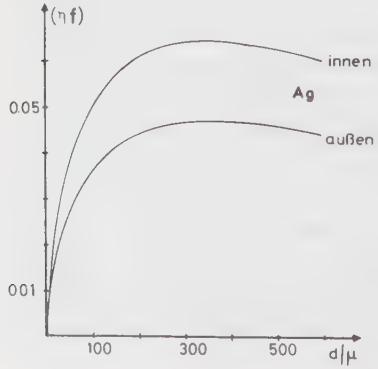

Abb.11: Spezifische Elektronenausbeute von Silberelektroden für epithermische Neutronen als Funktion der Elektrodendicke

Sie ist mit Gl.(6.41) unter Berücksichtigung von Gl.(6.20) aus den φ_o-Werten in Abbildung 8 berechnet.

Die Empfindlichkeit erhält man aus Gl.(5.9). In Tabelle 5 sind einige berechnete Werte für Neutronenelemente mit einer 200μ dicken Außenelektrode, einer Kohlenstoff-Innenelektrode von 4,5mm Durchmesser und 4cm Länge und einem Durchmesser der Vakuumhülle von 9mm zusammengestellt. Als Rückstreukoeffizient R_a für den Fall der Silber(außen)-Elektrode wurde der Wert für Eisen nach Tabelle 3 (S.17) benutzt, weil die Vakuumhülle aus Stahl besteht.

Außenelektrode	Empfindlichkeit ($V/10^9 n\,cm^{-2}$)	
	thermisch	epithermisch
Rh (innen)	4,9	
Ag (innen)	2,20	8,8
Ag (außen)	1,66	6,6

Tab.5: Berechnete Empfindlichkeiten von Neutronenelementen mit Kohlenstoff-Innenelektroden

D Messungen mit Neutronenelementen

In der Praxis hat sich die Neutronendosimetrie mit der Messung in gemischten Strahlungsfeldern aus Neutronen verschiedener Energie, Röntgen- und δ-Strahlung zu beschäftigen. Es ist daher für die Funktionsfähigkeit eines Dosimeters wesentlich, daß die Empfindlichkeiten für alle Komponenten des Strahlungsfeldes bekannt sind und je nach Anforderung an das Gerät eingestellt werden können. In den folgenden Abschnitten wird über Experimente berichtet, mit denen die Empfindlichkeiten von Strahlungselementen für thermische

und epithermische Neutronen sowie Röntgen- und γ-Strahlung bestimmt wurden.

8. Strahlenquellen und Meßmethode

Als Neutronenquelle standen zwei Bestrahlungskanäle des Reaktors BER im Hahn-Meitner-Institut Berlin zur Verfügung. Die Tabelle 6 enthält die thermische Neutronenflußdichte, die epithermische Flußdichte pro logarithmischem Einheitsintervall der Energie und die γ-Dosisleistung in der senkrechten thermischen Säule (s.t.S.) und im Kanal SSW. Die Angaben beziehen sich auf eine Reaktorleistung von 50kW, mit der der Reaktor in der Regel betrieben wird.

Kanal	thermisch	epithermisch	$(DL)_\gamma$
s.t.S.	$2{,}95 \cdot 10^{10}$ n/cm^{2}s 13,8 rad/s	$4 \cdot 10^{6}$ n/cm^{2}s 0,045 rad/s	3,1 R/s
SSW	$3{,}8 \cdot 10^{11}$ n/cm^{2}s 178 rad/s	$8{,}5 \cdot 10^{9}$ n/cm^{2}s 96 rad/s	175 R/s

Tab.6: Strahlungsfeld in den Kanälen des Reaktors bei einer Leistung von 50kW

Neben den Flußdichten sind in Tabelle 6 auch die Dosisleistungswerte angegeben, die man mit den Umrechnungsfaktoren aus Tabelle 1 (S.11) nach AUXIER u.a. erhält.

Legt man die berechneten Empfindlichkeiten aus Tabelle 5 zugrunde, so ist ersichtlich, daß bei einem Vollausschlag des Elektrometers von etwa 100 Volt die Neutronenflußdichten um den Faktor 100 kleiner sein müssen, damit sich praktikable Bestrahlungszeiten ergeben. Daher wurden die Messungen meist bei einer verminderten Reaktorleistung von 500W durchgeführt.

Ein Vergleich beider Kanäle zeigt, daß sich die senkrechte thermische Säule (s.t.S.) besonders zur Empfindlichkeitsbestimmung für thermische Neutronen eignet, da weder die geringe epithermische Flußdichte noch die γ-Dosisleistung stören. (Die γ-Empfindlichkeiten der hier benutzten Neutronenelemente liegt in der Größenordnung von 0,1 V/R). Die epithermische Empfindlichkeit muß dagegen im Kanal SSW ermittelt werden. Während man hier die thermischen Neutronen leicht durch eine Cadmium-Hülle abschirmen kann, stört der hohe γ-Pegel die Messungen ganz erheblich. Es war daher eine wesentliche Aufgabe, ein möglichst γ-unempfindliches Neutronenelement zu entwickeln.

Zur Bestimmung der Röntgen- und γ-Empfindlichkeit standen eine Röntgenanlage Typ Isovolt 300 der Firma Seifert, eine Cs^{137}- (5,2 Ci) und eine Co^{60}-Quelle (4,5 Ci) zur Verfügung. Die beiden Präparate emittieren γ-Strahlung von 660 bzw. 1250 keV. Die Röntgenstrahlung wurde durch verschiedene Filterkombinationen, die in Tabelle 7 aufgeführt sind, homogenisiert. Die effektive Energie der gefilterten Strahlung wurde aus der Halbwertsschicht in Kupfer ermittelt. Außerdem sind die verwendeten Röhrenspannungen angegeben.

Spannung (kV)	Filter mm Al	mm Cu	mm Ag	mm Pb	Energie (keV)
70	3,88				36
100	1,96	0,84			61
140	1,96	2,10			87
170	1,96	0,30	1,04		114
220	1,96	2,10	1,04	0,52	151
250	1,96	2,10	1,04	1,58	190
290	1,96	2,10	1,04	3,15	232

Tab.7: Filterung und effektive Energie der Röntgenstrahlung

Zur Bestimmung der Empfindlichkeit wurden die Neutronenelemente durch Bestrahlung in mehreren Schritten aufgeladen.

Bei konstanter Reaktorleistung erhält man die aufgefallene Neutronenfluenz aus der bekannten Flußdichte und der Bestrahlungszeit. Für die Röntgen- und δ-Messungen wird die Expositionsdosis mit einem Philips Universal-Dosismeßgerät bestimmt, dessen Ionisationskammer sich zusammen mit den Neutronenelementen im hinreichend homogenen Strahlungsfeld befindet.

Der Ladungszustand des Elements wird durch Messung der Auslenkung des Elektrometerfadens mit einem Mikroskop bekannter Vergrößerung ermittelt. Die Spannung erhält man über eine Normal-Charakteristik der Elektrometer. Es hat sich nämlich gezeigt, daß die von AEG-Telefunken gebauten Elektrometer eine um $\pm 30\,\%$ schwankende Empfindlichkeit aufweisen, jedoch die gleiche relative Charakteristik haben, wenn man die Fadenauslenkung - bezogen auf den Vollausschlag von 1mm - über der Spannung - bezogen auf die Spannung, die zu 1mm Auslenkung führt - aufträgt (Abbildung 12).

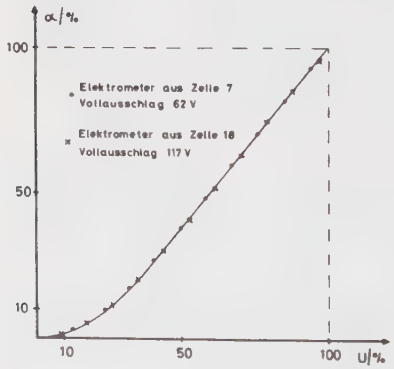

Abb.12: Normal-Charakteristik der Elektrometer

Um aus der Auslenkung die Spannung zu ermitteln, muß daher nur der Vollausschlag in Volt bekannt sein. Wegen der Unempfindlichkeit der Elektrometer im unteren Teil des Meßbereichs wurden die Messungen meist mit einer Voraufladung der Neutronenelemente begonnen.

Die Daten der Strahlungselemente (Zellen), an denen Messungen vorgenommen wurden, sind in Tabelle 8 zusammengestellt.

In der vorliegenden Arbeit wurden nur Neutronenelemente mit Silberelektroden experimentell untersucht. Es sind Material, Länge und Durchmesser der Innenelektrode (in mm) und der Vollausschlag der Elektrometer angegeben. Bei den Zellen "außen" wird die Silberelektrode außerhalb der Vakuumhülle angebracht (im Folgenden "Ag^a-Zellen"). Ist die Silberelektrode innerhalb der Vakuumhülle angebracht ("Ag^i-Zellen"), so ist ihre Dicke angegeben. Die Zellen 24 und 25 haben eine Mo^i-Außenelektrode. Der Durchmesser der Vakuumhülle beträgt bei allen Zellen 9mm. (Vgl. auch Abb.3, S.18)

Zelle Nr.	Innenelektrode (mm)	Außenelektrode	Vollausschlag (Volt)
1 - 4	C 40 x 4,5	außen	86,85,89,87
5,6	Mo 40 x 3	außen	71,66
7,8	Mo 40 x 3	30 µ Ag	62,75
9,10	Mo 40 x 3	50 µ Ag	62,62
11,12	Mo 40 x 3	200 µ Ag	76,69
13,14	Mo 40 x 3	300 µ Ag	72,67
15,16	Al 40 x 3,8	außen	94,88
17	Al 40 x 3,8	100 µ Ag	92
18 - 20	Fe 40 x 4	außen	117,110,115
21	Fe 40 x 4	100 µ Ag	93
22	Fe 40 x 4	300 µ Ag	84
23	Fe/C (20/17)x4	außen	62
24	C 40 x 4,5	100 µ Mo	120
25	C 40 x 4,5	200 µ Mo	113
26	C 40 x 4,5	100 µ Ag	109
27	C 40 x 4,5	200 µ Ag	116

Tab.8: Daten der Strahlungselemente (Zellen)

9. Messung der Empfindlichkeiten für thermische Neutronen

Durch Messung der thermischen Empfindlichkeit der Neutronenelemente ist die Möglichkeit gegeben, den Einfluß der verschiedenen Parameter, die in den theoretischen Betrachtungen der Abschnitte 5 und 6 eine Rolle spielten, experimentell zu überprüfen. Das Strahlungsfeld der senkrechten thermischen Säule ist hierfür besonders geeignet, weil störende δ-Strahlung und epithermische Neutronen zu vernachlässigen sind und man daher über einige Parameter, z.B. das Material der Innenelektrode, noch frei verfügen kann. Systematisch konnten diese Untersuchungen aber nicht immer durchgeführt werden, weil dazu eine große Zahl verschiedener Zellen nötig gewesen wäre.

Zur Bestrahlung wurden die Neutronenelemente in einer Polyäthylenhülle verpackt, um Kontamination zu vermeiden, in die senkrechte thermische Säule herabgelassen und nach einer definierten Zeit von etwa einer Minute wieder herausgezogen. Ehe das Elektrometer abgelesen werden konnte, mußte einige Minuten gewartet werden, damit die ß-Aktivität abklingt. Die Bestrahlungen wurden einige Male bis zum Vollausschlag des Elektrometers wiederholt. Man erhält dann Eichkurven wie in Abbildung 13, wo der Ausschlag des Elektrometers in Einheiten auf der Okularskala des Meßmikroskops (48Skt.≙1mm) über der Neutronenfluenz aufgetragen ist.

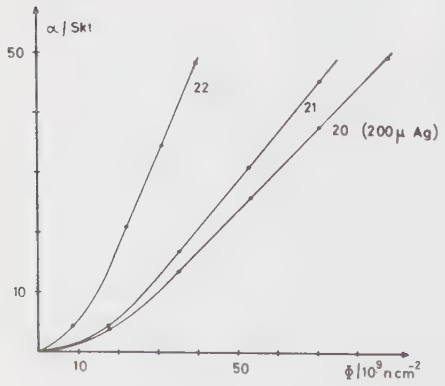

Abb.13: Eichkurven der Zellen 20, 21 und 22 für thermische Neutronen

Aus dem Anstieg im linearen Teil erhält man die Empfindlichkeit.

Die Abbildung 14 zeigt die Meßergebnisse für Zellen mit verschiedenen Innenelektroden als Funktion der Dicke der Silberelektrode. Die Symbole an den Kurven geben das Material der Innenelektrode an und, ob die Außenelektrode innerhalb (Ag^i) oder außerhalb (Ag^a) der Vakuumhülle angebracht ist. Es ist zu erkennen, daß die Empfindlichkeit bei konstanter Silberdicke mit abnehmender Ordnungszahl der Innenelek-

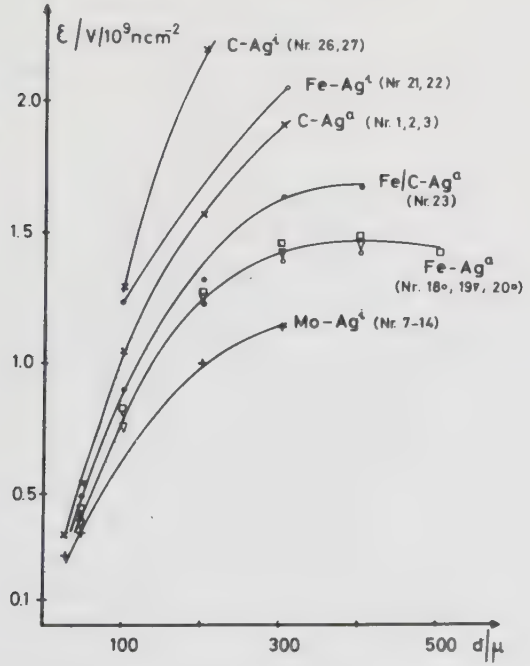

Abb.14: Empfindlichkeit von Neutronenelementen mit verschiedenen Elektrodenkombinationen für thermische Neutronen. (Die Nummern bezeichnen die Zellen, mit denen gemessen wurde; vgl. Tab.8)

trode, d.h. mit abnehmendem Elektronen-Rückstreukoeffizienten (vgl. Tab.3, S.17), erwartungsgemäß anwächst. Die Elektronenfilterung in der Vakuumhülle bewirkt eine Verminderung der Empfindlichkeit um etwa 30%. Die Streuung der Meßwerte bei gleichem Aufbau wurde an den Fe-Ag^a-Zellen 18, 19 und 20 untersucht. Die maximalen Abweichungen liegen zwischen 5 und 10% und damit in der Größenordnung der Meßfehler.

Der Fehler der gemessenen Empfindlichkeiten setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen. Zu berücksichtigen sind die Streuung der Meßpunkte in den Eichkurven (Beitrag 2 bis 5%), die Ungenauigkeit für die Elektrometerempfindlichkeit (bei Benutzung der Normal-Charakteristik 6%; bei Elektrometern, die nach Zerstörung der Zellen geeicht wurden, 3%) und der Fehler der Neutronenflußdichte, der nach /50/ 5% beträgt. Der mittlere Fehler der Empfindlichkeit ergibt sich damit zu 6 bis 10%.

Um den Einfluß des γ-Untergrundes in der thermischen Säule auf die Messungen abschätzen zu können, wurden verschiedene Zellen mit einer Zinn-Außenelektrode bei höherer Reaktorleistung bestrahlt (5kW). Zinn wird praktisch nicht aktiviert und seine Ordnungszahl ($Z = 50$) ist der von Silber ($Z = 47$) benachbart, so daß die γ-Empfindlichkeiten von Silber- und Zinn-Zellen etwa gleich sein müssen. Wie aus Messungen mit Röntgen- und Co^{60}-Strahlung bekannt war, entladen sich Fe-Sn^a-Zellen, während sich C-Sn^a-Zellen aufladen. Im Widerspruch dazu entluden sich aber auch die C-Sn^a-Zellen in der thermischen Säule. Die gleiche Eigenschaft zeigten die C-Pb^a-Elemente, die als Röntgendosimeter benutzt werden. Dieser Effekt kann nur dadurch erklärt werden, daß durch die thermischen Neutronen eine Entladung verursacht wird. Für diese Deutung spricht auch, daß sich sowohl die C-Sn^a- als auch die C-Pb^a-Zellen im Reaktor aufladen, wenn die thermischen Neutronen durch eine Cadmium-Hülle abgeschirmt werden. Die Empfindlichkeit für die Entladung in der thermischen Säule - bezogen auf die Größe Bestrahlungszeit x Reaktorleistung (V/Ws) - sind in Spalte 2 der Tabelle 9 eingetragen. Außerdem sind die Empfindlichkeiten für Co^{60}-

Strahlung aufgeführt (Spalte 3). Da die Energie der Reaktor-γ-Strahlung im Bereich um 1MeV liegt, ist zu erwarten, daß die γ-Empfindlichkeit der Zellen im Reaktor etwa gleich der Empfindlichkeit für Co^{60}-Strahlung ist. Mit dieser Annahme und dem bekannten Strahlungsfeld der thermischen Säule lassen sich die Empfindlichkeiten für die Entladung durch thermische Neutronen abschätzen. Sie sind in der letzten Spalte der Tabelle 9 eingetragen.

Zelle	Empfindlichkeit in der s.t.S. für Co^{60}-Str.		für therm.Neutr.
	$(V/10^5 Ws)$	(V/R)	$(V/10^9 n\,cm^{-2})$
Fe-Sn^a Nr.18	-3,5	-0,12	-0,04
C-Sn^a Nr.2	-1,5	+0,04	-0,03
C-Pb^e Nr.3	-1,3	+0,13	-0,035

Tab.9: Zur Bestimmung der Entlade-Empfindlichkeit von Strahlungselementen für thermische Neutronen

Es ist zu erkennen, daß der Entlade-Effekt in erster Näherung unabhängig von den Elektrodenmaterialien ist. Er ist klein im Vergleich mit der Neutronenempfindlichkeit der Silber-Zellen (s.Abb.14). Für die Zellen mit 50μ dicker Silberelektrode liegt er bei 10% und nimmt mit wachsender Silberdicke auf 3% und weniger ab. Der Entlade-Effekt liegt damit in der Größenordnung der Meßfehler für die Neutronenempfindlichkeit der Silber-Zellen. Er wurde aus diesem Grunde nicht eingehender untersucht.
Nach Messungen von JUNKER /10/ bewirken auch schnelle Neutronen mit einer Energie von 14MeV eine Entladung der Strahlungselemente. Die Ursachen für diese Effekte konnten bisher nicht geklärt werden.

Die Übereinstimmung der gemessenen Empfindlichkeiten mit der Theorie wird überprüft, indem aus den Meßwerten nach Korrektur des oben beschriebenen Entlade-Effekts mit Hilfe der Gleichung (5.9) die spezifische Elektronenausbeute berechnet wird. Damit werden alle geometrischen Unterschiede

zwischen den Zellen eliminiert. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 15 für die Ag^i-Zellen und 16 für die Ag^a-Zellen zusammen mit den berechneten Kurven aus Abbildung 10 (S.38) dargestellt.

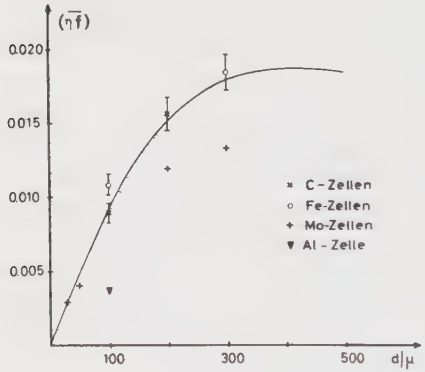

Abb.15: Experimentelle (Meßpunkte) und theoretische (ausgezogene Kurve) Elektronenausbeute der Zellen mit Ag^i-Elektroden für therm. Neutronen

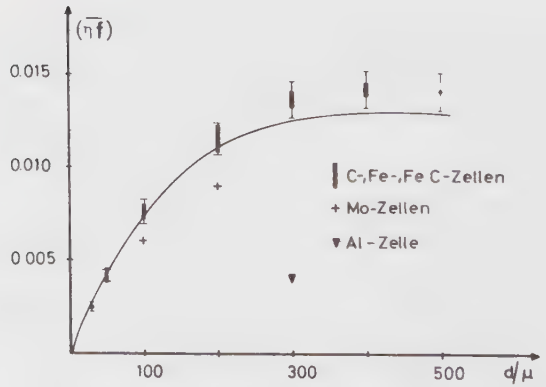

Abb.16: Experimentelle (Meßpunkte) und theoretische (ausgezogene kurve) Elektronenausbeute der Zellen mit Ag^a-Elektroden für thermische Neutronen

Die gemessenen Ausbeuten der Zellen mit C-, Fe- und Fe/C-Innenelektroden liegen in den durch Balken gekennzeichneten Bereichen (Abb.16). Die Intervalle des mittleren Meßfehlers sind von der Mitte der Balken aus abgetragen. Für die anderen Zellen sind Meßpunkte eingezeichnet. Im allgemeinen stimmen die gemessenen Elektronenausbeuten der C-, Fe- und Fe/C-Zellen gut mit den theoretischen Kurven überein. Die Abweichungen liegen meist innerhalb der Meßfehler. Dagegen sind die Werte für Mo- und Al-Zellen deutlich kleiner. Die Ursache für diesen Effekt kann darin bestehen, daß die ß-Teilchen aus Molybdän und Aluminium eine nicht zu vernachlässigende Menge von Sekundärelektronen auslösen, die zur Außenelektrode abgesaugt werden und die Empfindlichkeit vermindern.+)

Die Übereinstimmung mit der Theorie für die spezifische Elektronenausbeute wird noch deutlicher, wenn man die Unsicherheiten bei der Berechnung der absoluten Empfindlichkeit nach Gl.(5.9) und den Fehler der Neutronenflußdichte umgeht, indem man nur die relative Abhängigkeit der Elektronenausbeute von der Elektrodendicke betrachtet. Dazu werden die gemessenen Werte bei $d = 100\mu$ der theoretischen Kurve angepaßt. Diese Dicke wird gewählt, weil hier einerseits das exponentielle ß-Schwächungsgesetz noch gilt und andererseits die Richtungsverteilung der Elektronen mit Sicherheit schon eine cos-Verteilung ist. Wie Abbildung 17 für Ag^a-Zellen zeigt, wird der relative Verlauf gut durch die berechnete Kurve beschrieben. Die Übereinstimmung ist besser als theoretisch zu erwarten ist, weil für große Elektrodendicken die ß-Strahlung stärker als exponentiell geschwächt wird (vgl. Abschnitt 6). Daher müßten für $d > 200\mu$ die Meßwerte unter der berechneten Kurve liegen. Daß dies nicht der Fall ist, kann von Compton-Elektronen herrühren, die durch die γ-Strahlung der (n,γ)-Reaktion

---

+) Es ist bekannt, daß Aluminiumoxyd einen besonders hohen Sekundärelektronenkoeffizienten hat.

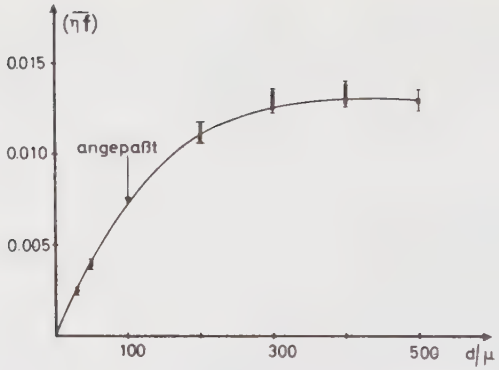

Abb.17: Experimentelle und theoretische Elektronenausbeute der Ag^a-Zellen mit Innenelektroden aus C, Fe, Fe/C und Mo für thermische Neutronen (Anpassung bei d = 100μ)

im Silber ausgelöst werden und die spezifische Elektronenausbeute vergrößern. Nach Ergebnissen von HAASE /35/ wächst ihr Anteil mit zunehmender Dicke des Silbers, so daß bei großen Dicken die Meßpunkte angehoben werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Messungen mit thermischen Neutronen die Theorie des Neutronenelements im allgemeinen bestätigen. Abweichungen können durch Effekte erklärt werden, die bei den theoretischen Überlegungen vernachlässigt wurden.

10. Messung der Empfindlichkeiten für epithermische Neutronen

Die Empfindlichkeiten für epithermische Neutronen werden durch Messungen im Kanal SSW des Reaktors bestimmt. Wegen der großen thermischen Flußdichte werden die Zellen in einer Hülle aus 0,5 mm dickem Cadmiumblech bestrahlt. Nach /51/ absorbieren 0,5 mm Cadmium 99,97% der thermischen Neutronen, so daß eine Aktivierung der Silberelektrode

durch thermische Neutronen vernachlässigt werden kann. Der Neutroneneinfang im Cadmium ist mit einer γ-Emission verbunden. Daher wirkt neben der γ-Strahlung des Reaktors auch die Cadmium-γ-Strahlung auf die Neutronenelemente. Wegen ihrer hohen Energie ist es nicht möglich, die γ-Strahlung durch eine Bleihülle vollständig abzuschirmen, so daß eine möglichst γ-unempfindliche Zelle eine wesentliche Voraussetzung für hinreichend genaue epithermische Messungen ist.

Das Dosisspektrum der Cadmium-γ-Strahlung kann man aus der Energieverteilung der durch einen Neutroneneinfang im Cadmium entstehenden Photonen /52/ und mittleren Umrechnungsfaktoren der Photonenfluenz in die Expositionsdosis /53/ abschätzen. Setzt man voraus, daß alle Neutronen im Cadmium absorbiert werden und daß die Hälfte der isotropen Photonenfluenz das Neutronenelement trifft, so erhält man folgende Dosisverteilung der Cadmium-γ-Strahlung:

E [MeV]	0 - 1	1 - 2	2 - 3	3 - 5	5 - 7	7 - 9
$\frac{D}{\phi_{th}}\left[\frac{R}{10^{10}\,n\,cm^{-2}}\right]$	1,1	3,0	4,8	5,3	1,5	0,1

Für das Strahlungsfeld des SSW-Kanals (vgl. Tab.6, S.40) bedeutet dies, daß zusammen mit 1 rad epithermischer Neutronen etwa 6 R Cadmium-γ-Strahlung und fast 2 R Reaktor-γ-Strahlung das Neutronenelement treffen. Da aber die Cadmium-γ-Strahlung überwiegend hochenergetisch ist, wird sie von den Neutronenelementen nur mit geringer Empfindlichkeit registriert.

Zur Bestimmung der epithermischen Empfindlichkeit sind mehrere Messungen nötig. Zunächst wird im SSW die Empfindlichkeit der Zellen mit Silberelektroden ermittelt, die sich aus der Wirkung der epithermischen Neutronen und des gesamten γ-Untergrundes ergibt. In einer weiteren Messung wird der γ-Effekt untersucht, indem Zellen mit Zinn- oder Molybdän-Außenelektroden [+)] bestrahlt werden, so daß der

---

[+)] Zinn und Molybdän werden durch epithermische Neutronen praktisch nicht aktiviert /33/.

γ-Anteil von der Empfindlichkeit der Silber-Zellen abgezogen werden kann. Dazu muß aber noch die Äquivalenz von Ag- und Sn- (bzw. Mo-) Elektroden für die γ-Empfindlichkeit der Zellen festgestellt oder gegebenenfalls ein Umrechnungsfaktor ermittelt werden. Das geschieht durch Messungen in der thermischen Säule, wobei eine Cadmium-Hülle die thermischen Neutronen abschirmt. Diese Methode hat den Vorteil, daß die Zellen dem gleichen Cadmium-γ-Spektrum wie im SSW ausgesetzt sind. Auch das Spektrum der Reaktor-γ-Strahlung dürfte in beiden Kanälen ähnlich sein. Die epithermische Empfindlichkeit erhält man also nach folgender Gleichung:

$$\varepsilon_{epi} = (\varepsilon_{Ag})_{SSW} - (\varepsilon_{Sn})_{SSW} \cdot \left(\frac{\varepsilon_{Ag}}{\varepsilon_{Sn}}\right)_{\gamma}$$

Alle Empfindlichkeiten werden zunächst auf die Größe Reaktorleistung x Bestrahlungszeit (Ws) bezogen. Mit dem bekannten Strahlungsfeld im SSW-Kanal (s. Tab.6, S.40) ergibt sich dann die epithermische Empfindlichkeit in $V/n\,cm^{-2}$.

Die Ergebnisse für einige Zellen mit C- und Fe-Innenelektroden, die im SSW bestrahlt wurden, sind in Tabelle 10 zusammengestellt. Wie aus den Messungen mit Sn- (bzw. Mo-) Elektroden hervorgeht, unterscheiden sich die Zellen beträchtlich in ihrer γ-Empfindlichkeit. Während sich die C-Zellen aufladen, entladen sich die Fe-Zellen durch die γ-Strahlung im SSW. Für beide Typen liegt der γ-Effekt in der Größenordnung der Empfindlichkeit für epithermische Neutronen. Mit einer Bleiumhüllung der Zelle 3 konnte die γ-Empfindlichkeit reduziert werden, weil dadurch weiche Röntgenstrahlung, die als Streustrahlung auch im SSW auftritt, abgeschirmt wird. Aus diesem Grunde wurden auch die C-Ag^{i}-Zellen 26 und 27 mit einem Bleimantel versehen. Jedoch liegen epithermischer- und γ-Effekt immer noch in der gleichen Größenordnung. Für die Fe-Ag^{i}-Zellen 21 und 22 konnte der γ-Anteil an der Empfindlichkeit im SSW nicht bestimmt werden, da Fe-Zellen mit Mo^{i}-Elektroden nicht zur Verfügung standen. Messungen mit einer Cadmium-Hülle in der thermischen Säule und mit Röntgen- und Co^{60}-Strahlung

Zelle	Innen-elektr.	d/μ	Empfindlichkeit (V/10^3 As)			$\left(\frac{\varepsilon_{Ag}}{\varepsilon_{Sn}}\right)_\delta$
			Ag^a	Sn^a	epitherm.	
3	C	100	1,87	1,05	0,82	1,00
		100 +0,6mmPb	1,48	0,65	0,83	"
2	C	200	2,72	1,53	1,19	"
20	Fe	100	+0,18	-0,65	+0,83	"
20	Fe	200	+0,20	-0,71	+0,91	"
			Ag^i	Mo^i	epitherm.	$\left(\frac{\varepsilon_{Ag}}{\varepsilon_{Mo}}\right)_\delta$
21	Fe	100	1,5		~1,5	
22	Fe	300	1,5		~1,5	
26/24	C	100 +0,6mmPb	2,25	0,69	1,37	1,28
27/25	C	200 +0,6mmPb	2,32	0,60	1,55	"

Tab.10: Empfindlichkeiten von Zellen mit C- und Fe-Innenelektrode im SSW (Elimination des δ-Effektes durch Vergleich der Messungen mit Ag- und Sn-(bzw. Mo-)Außenelektroden)

ergaben jedoch, daß die δ-Empfindlichkeit der Fe-Ag^i-Zellen kleiner als die der übrigen Zellen aus Tabelle 10 ist.

Neben den Neutronenelementen mit C- und Fe-Innenelektroden wurden auch Zellen mit Al- und Mo-Innenelektroden im SSW untersucht. Insbesondere von den Al-Zellen war zu erwarten, daß ihre Empfindlichkeit für die δ-Strahlung im SSW wesentlich kleiner als die Empfindlichkeit der C- und Fe-Zellen ist, denn die Ordnungszahl von Aluminium (Z = 13) liegt zwischen den Ordnungszahlen von Kohlenstoff (Z = 6) und Eisen (Z = 26). Es zeigte sich jedoch, daß die Al-Zellen durch die δ-Strahlung im SSW so stark entladen wurden, daß der Effekt der epithermischen Neutronen dadurch vollständig kompensiert wurde und es während der Bestrahlung zu keiner Aufladung kam. Die Erklärung für diese Abweichung von der

Theorie des Röntgenelements, nach der eine positive γ-Empfindlichkeit der Al-Ag-Zellen zu erwarten ist, wird in einem besonders hohen Sekundärelektronenkoeffizienten von Aluminium vermutet. Ein ähnlicher Effekt zeigte sich bei den Empfindlichkeiten der Al-Zellen für thermische Neutronen (vgl. S.49). Die Mo-Zellen verhielten sich bei der Bestrahlung im SSW ebenso wie die Al-Zellen und waren daher gleichfalls zur Messung der epithermischen Empfindlichkeiten ungeeignet.

Nach den bisher beschriebenen Untersuchungen führte keines der in Tabelle 3 (S.17) zusammengestellten Materialien für die Innenelektrode zu einem so γ-unempfindlichen Neutronenelement, daß die epithermische Empfindlichkeit im SSW-Kanal mit befriedigender Genauigkeit bestimmt werden konnte. Da sich aber die γ-Empfindlichkeiten der C-Ag^a- und der Fe-Ag^a-Zellen im Vorzeichen unterscheiden, kann durch eine geeignete Kombination der Innenelektrode aus Eisen und Kohlenstoff die Empfindlichkeit für die γ-Strahlung im SSW kompensiert werden. Die Abbildung 18 zeigt den Aufbau der Innenelektrode von Zelle 23.

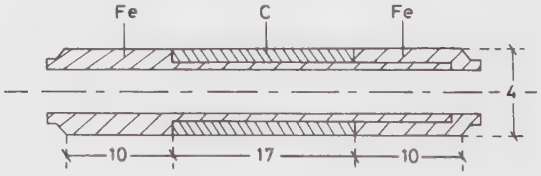

Abb.18: Aufbau der Innenelektrode von Zelle 23

Einige Ergebnisse, die durch Bestrahlung dieser Zelle im SSW erhalten wurden, sind in Tabelle 11 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die γ-Empfindlichkeiten der Zelle (Messungen mit Sn^a-Elektroden) von der Elementspannung abhängen und zwischen 0 und 35% der Empfindlichkeiten der Zelle mit Ag^a-Elektroden liegen. Wegen der Spannungsabhängigkeit des

d/µ	Empfindlichkeit ($V/10^3 Ws$)				
	Ag^a		Sn^a		epitherm.
	20 V	60 V	20 V	60 V	
50	1,00	0,65	0,35	0,15	0,55
100	1,20	0,95	0,30	0,12	0,81
200	1,30	1,00	0,30	0,05	0,97
300	1,30	0,95	0,30	0,05	0,94
400	1,30	0,95	0,20	-0,05	1,00

Tab.11: Empfindlichkeiten der Zelle 23 mit Fe/C-Innenelektrode im SSW (Elimination des γ-Effektes durch Vergleich der Messungen mit Ag- und Sn-Außenelektroden)

γ-Effekts muß jeder Meßpunkt in den Eichkurven, die mit den Ag^a-Elektroden erhalten wurden, mit der γ-Empfindlichkeit bei der zugehörigen Spannung korrigiert werden. Aus dem linearen Teil der korrigierten Eichkurven läßt sich dann der Anteil der epithermischen Neutronen an der Empfindlichkeit der Ag^a-Zellen ermitteln. Die Ergebnisse sind in der letzten Spalte von Tabelle 11 eingetragen.

Mit den Angaben über das Strahlungsfeld im SSW aus Tabelle 6 erhält man die Empfindlichkeiten bezogen auf die epithermische Fluenz pro logarithmischem Einheitsintervall der Energie. Für alle Zellen, die untersucht wurden, sind die epithermischen Empfindlichkeiten in Tabelle 12 zusammengestellt.

d/µ	C-Ag^a	Fe-Ag^a	Fe/C-Ag^a	C-Ag^i	Fe-Ag^i
50			$3,2 \pm 0,4$		
100	$4,8 \pm 0,9$	$4,9 \pm 0,9$	$4,8 \pm 0,5$	$8,1 \pm 1,2$	~9
200	$7,0 \pm 1,2$	$5,3 \pm 0,9$	$5,7 \pm 0,6$	$9,1 \pm 1,2$	
300	$6,8 \pm 1,2$		$5,5 \pm 0,6$		~9
400			$5,9 \pm 0,6$		

Tab.12: Empfindlichkeiten (in $V/10^9 n\,cm^{-2}$) von Neutronenelementen mit verschiedenen Elektrodenkombinationen für epithermische Neutronen

In den Fehler der epithermischen Empfindlichkeiten geht neben den Komponeneten, die auch bei den thermischen Messungen eine Rolle spielten, der Fehler für die Korrektur des γ-Untergrundes ein, der sich aus den Meßfehlern der Sn^a- bzw. Mo^i-Zellen und der Unsicherheit in der Zuordnung von Sn- bzw. Mo- und Ag-Außenelektroden für die γ-Messungen zusammensetzt. Dieser Fehler wirkt sich um so weniger aus, je geringer die γ-Empfindlichkeit ist. Daher sind die Ergebnisse, die mit der Fe/C-Ag^a-Zelle erhalten wurden, am genauesten. Wenn man von der Unsicherheit in der Angabe der epithermischen Flußdichte (nach /50/ $\pm$10%) absieht, liegt der Fehler der mit Zelle 23 gemessenen Empfindlichkeiten bei 4%. Dagegen konnten die Empfindlichkeiten der C- und Fe-Zellen nur auf etwa 10% genau bestimmt werden. Für die Fe-Ag^i-Zellen ist nur die Größenordnung der Empfindlichkeiten angegeben, da bei ihnen der γ-Untergrund nicht korrigiert werden konnte.

Um die Meßergebnisse mit der im Abschnitt 6c) entwickelten Theorie der spezifischen Elektronenausbeute durch epithermische Neutronen vergleichen zu können, wird wie im vorigen Abschnitt aus den gemessenen Empfindlichkeiten die Elektronenausbeute (ηf) nach Gl.(5.9) berechnet. In Abbildung 19 sind die Meßwerte für die Ag^a-Zellen zusammen mit der theoretischen Kurve aus Abbildung 11 (S.38) dargestellt. Die Meßpunkte der Fe/C-Zelle 23 sind mit ihren Fehlerintervallen versehen. Im allgemeinen stimmen die experimentellen Elektronenausbeuten innerhalb der Meßfehler mit den theoretischen überein. Wie bei den Ergebnissen für thermische Neutronen (vgl. Abb.17, S.50) ist die Übereinstimmung auch für große Elektrodendicken noch gut,obwohl hier die Meßpunkte unter der berechneten Kurve liegen müßten, da die ß-Strahlung in dicken Elektroden stärker als exponentiell geschwächt wird. Auch hier dürften Compton-Elektronen aus der (n,γ)-Reaktion im Silber die Anhebung der Meßpunkte bewirken. Auch die experimentellen Werte für die C-Ag^i-Zellen sind mit den theoretischen gut verträglich (vgl. Tab.5, S.39 und Tab.12, S.55).

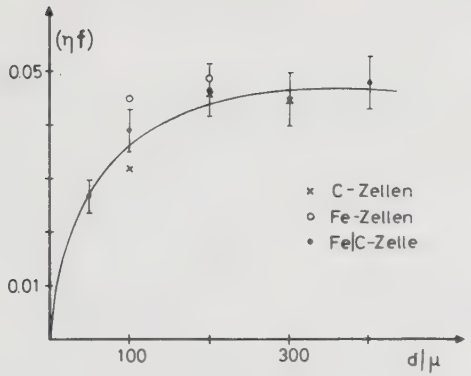

Abb.19: Experimentelle (Meßpunkte) und theoretische (ausgezogene Kurve) Elektronenausbeute der Zellen mit Ag^a-Elektroden für epithermische Neutronen

Bei dem Vergleich der Experimente mit der Theorie ist zu berücksichtigen, daß auch die theoretischen Werte wegen der Ungenauigkeit der Resonanzdaten, aus denen sie berechnet wurden, mit einer beträchtlichen Unsicherheit behaftet sind.

11. γ-unempfindliche Dosimeter für thermische und epithermische Neutronen

Während für die Messung der epithermischen Empfindlichkeit eine Zelle benötigt wurde, die unempfindlich für das γ-Spektrum im SSW-Kanal ist, muß ein γ-unempfindliches Dosimeter über einen weiten Energiebereich diese Eigenschaft haben. Weiche Röntgenstrahlung läßt sich leicht durch eine dünne Bleihülle abschirmen. Dagegen kann Unempfindlichkeit für härtere Strahlung nur durch eine geeignete Kombination der Elektroden erreicht werden, so daß die effektiven Elektronenausbeuten von Innen- und Außenelektrode gleich sind. Die geringe γ-Empfindlichkeit ergibt sich dann

aus der Resultierenden zweier verhältnismäßig großer Elektronenströme entgegengesetzter Richtung.

Als γ-unempfindliche Dosimeter sind die Zellen 21, 22 und 23 (mit 100μ dicker Außenelektrode) geeignet. Ihre Empfindlichkeiten für thermische und epithermische Neutronen sind in Tabelle 13 aufgeführt. Die epithermischen Empfindlichkeiten der Zellen 21 und 22, die experimentell nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden konnten, wurden aus den Meßwerten der Zelle 23 für die entsprechenden Elektrodendicken und dem Verhältnis der theoretischen Elektronenausbeuten von Ag^i- und Ag^a-Zellen (s. Abb.11, S.38) berechnet. Die auf die Energiedosis und das Dosisäquivalent bezogenen Empfindlichkeiten ergeben sich mit den Umrechnungsfaktoren nach AUXIER u.a. aus Tabelle 1 (S.11). Die thermischen Empfindlichkeiten sind mit einem Fehler von 8%, die epithermischen von 12% behaftet.

Zelle	Außenelektrode	Empfindlichkeit ($V/10^9 n\,cm^{-2}$)		(V/rad)		(V/rem)	
		therm.	epith.	therm.	epith.	therm.	epith.
21	100 Ag^i	1,24	6,3	2,65	0,56	1,08	0,117
22	300 Ag^i	2,05	7,2	4,4	0,64	1,78	0,136
23	100 Ag^a	0,90	4,8	1,93	0,43	0,78	0,089

Tab.13: Neutronenempfindlichkeit γ-unempfindlicher Dosimeter (s. auch Tab.14)

Um ein Neutronenelement zu erhalten, das die thermische und epithermische Energiedosis mit gleicher Empfindlichkeit registriert, muß die Empfindlichkeit für thermische Neutronen reduziert werden. Das wird durch eine 0,3mm dicke Cadmiumhülle, die mit einem passenden Fenster versehen ist, erreicht. Nach /51/ absorbieren 0,3mm Cadmium mehr als 99% der thermischen Neutronen. Die durch ein Fenster von 8.5 mm Länge bei den Zellen 21 und 23 bzw. von 6 mm bei Zelle 22 auf die Silberelektrode treffende thermische Fluenz führt zu einer der epithermischen angepaßten thermischen Empfind-

lichkeit der Neutronenelemente, falls die Energiedosis (rad) benutzt wird.

Die Empfindlichkeiten der Zellen für Röntgen- und γ-Strahlung sind in Tabelle 14 zusammengestellt. Für Co^{60}-Strahlung ergab sich eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Spannung am Neutronenelement. Sie ist durch den Einfluß des elektrischen Feldes auf die weichen Elektronen zu erklären. Deren Anteil am gesamten Ladungstransport ist zwar klein, doch ist ihre Wirkung auf die Empfindlichkeit beträchtlich, da die gegenläufigen Elektronenströme sich nahezu kompensieren. In Tabelle 14 sind die Maximalwerte der Empfindlichkeiten für Co^{60}-Strahlung aufgeführt.

Zelle	Energie(keV)	151	190	660	1250	n-Empf.
	Abschirmung	γ-Empfindlichkeit (V/rad)				(V/rad)
21	ohne	1,70	1,13	0,052	-0,062	0,56
	1,2mm Pb	0,090	0,155	0,030	-0,015	
22	ohne	1,32	0,95	0,060	-0,040	0,64
	1,2mm Pb	0,069	0,143	0,037	-0,027	
23	ohne	0,123	0,070	-0,042	-0,064	0,43
	0,6mm Pb	0,013	0,000	-0,040	-0,007	

Tab.14: Neutronendosimeter mit kleiner γ-Empfindlichkeit

Es ist zu erkennen, daß durch eine Bleiabschirmung die zunächst recht hohe Empfindlichkeit im Bereich der Röntgenstrahlung wesentlich vermindert werden kann. Auch die Empfindlichkeit für Co^{60}-Strahlung wird durch den Bleimantel verringert. Er wirkt bei dieser Energie noch zum Teil als Außenelektrode und liefert wegen des hohen Elektronen-Rückstreukoeffizienten von Blei ($R_a = 0,71$ /34/) einen positiven Beitrag zur Empfindlichkeit.

Die geringste γ-Empfindlichkeit hat nach Tabelle 14 die Zelle 23 mit einem 0,6mm dicken Bleimantel. Sie kann - besonders für die Cs^{137}-Strahlung - noch vermindert werden,

wenn bei der Zusammensetzung der Innenelektrode der Anteil des Kohlenstoffs vergrößert wird

Für Zelle 23 ist die γ-Empfindlichkeit maximal 9%, für die Zellen 21 und 22 maximal 28% bzw. 22% der Neutronenempfindlichkeit.

12. Entwicklung eines Dosimeters für thermische und epithermische Neutronen, Röntgen- und γ-Strahlung

Ein Gerät, das die Energiedosis von thermischen und epithermischen Neutronen, Röntgen- und γ-Strahlung mit gleicher Empfindlichkeit registriert, kann durch Kombination eines Röntgenelements mit einem Neutronenelement erhalten werden.

Die Empfindlichkeit eines Dosimeters mit Röntgenelement /5/ liegt bei 0,14 V/R.+) Es hat eine Kohlenstoff-Innenelektrode, seine Außenelektrode ist ein 1mm starkes Bleirohr, das über die Vakuumhülle geschoben wird. Diese wirkt also gleichzeitig als ein Elektronenfilter, das die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit ausgleicht. Mit einem 1mm breiten Fenster in der Bleielektrode wird erreicht, daß das Gerät auch weiche Röntgenstrahlung (über 70keV) mit ausreichender Empfindlichkeit registriert.

Nach den Messungen, die in den Abschnitten 9 und 10 beschrieben wurden, hat die C-Ag^i-Zelle 26 folgende Empfindlichkeiten:

für thermische Neutronen: 1,30 V/10^9 n cm^{-2} = 2,78 V/rad
für epithermische Neutronen: 8,1 " = 0,72 "

Durch den Einbau einer 100μ dicken Silberelektrode in ein Röntgenelement wird dieses für Neutronen sensibilisiert.

+) Da für Röntgen- und γ-Strahlung die Expositionsdosis zahlenmäßig etwa gleich der Energiedosis ist /12/, ist die Empfindlichkeit 0,14 V/rad.

a) Anpassung der Empfindlichkeit für epithermische Neutronen

Die Länge der Silberelektrode wird so gewählt, daß die epithermische Empfindlichkeit gleich der Empfindlichkeit für Röntgen- und γ-Strahlung ist. Dabei ist zu beachten, daß die Neutronenempfindlichkeit nicht proportional zur Länge der Silberelektrode abnimmt, weil mit kleiner werdender Elektrodenlänge der Anteil der durch die Stirnseiten der zylindrischen Elektrode ungeschwächt eintretenden Neutronen und damit die spezifische Elektronenausbeute wächst. Nach Gl.(6.19) liegt dieser Anteil für eine 6mm lange Silberelektrode bei 45%, für eine 37 mm lange Elektrode (wie in Zelle 26) bei 10%.

Der Effekt wird durch einen Faktor berücksichtigt, mit dem die aus den gemessenen Empfindlichkeiten der Zelle 26 und dem Verhältnis der Elektrodenlängen berechneten Empfindlichkeiten zu multiplizieren sind. Dieser Faktor ist der Quotient aus den theoretischen spezifischen Elektronenausbeuten der verkürzten Elektrode und der Elektrode aus Zelle 26. Die Empfindlichkeit einer C-Zelle mit einer Silberelektrode der Länge l' ist also:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{26} \cdot \frac{l'}{l_{26}} \cdot f \qquad \text{mit} \quad f = \frac{\eta'}{\eta_{26}}$$

Mit l' = 6,5mm erhält man für thermische Neutronen f = 1,02, für epithermische Neutronen f = 1,15.

Die Empfindlichkeit einer C-Ag^i-Zelle mit einer auf 6,5 mm verkürzten Silberelektrode (d = 100μ) ist dann:

für thermische Neutronen: 0,50 V/rad
für epithermische Neutronen: 0,145 V/rad.

Die epithermische Empfindlichkeit einer Zelle mit verkürzter Silberelektrode wurde nicht gemessen, weil der γ-Effekt im SSW-Kanal des Reaktors wesentlich größer als der Effekt durch epithermische Neutronen und eine Messung daher mit einem großen Fehler behaftet wäre.

b) Anpassung der Empfindlichkeit für thermische Neutronen

Zur Anpassung der thermischen Empfindlichkeit muß die Silberelektrode mit Cadmium abgeschirmt werden. Dabei ist zu beachten, daß die γ-Strahlung aus der (n,γ)-Reaktion im Cadmium vom Röntgenelement registriert wird.

Dieser Effekt wurde an Zelle 3 mit einer Bleielektrode und Cadmium-Hülle untersucht. Messungen in der thermischen Säule des Reaktors brachten eine Empfindlichkeit von $5{,}7 \cdot 10^{-5}$ V/Ws. Korrigiert man - wie im Abschnitt 9 (S.47) - den geringen Anteil der γ-Strahlung des Reaktors an dieser Empfindlichkeit, so erhält man die Empfindlichkeit eines Röntgenelements mit Cadmium-Hülle für thermische Neutronen: 0,083 V/10^9n cm^{-2} entsprechend 0,18 V/rad. Sie ist größer als die γ-Empfindlichkeit eines Röntgenelements, die bei der Anpassung der Neutronen-Empfindlichkeiten zugrunde gelegt werden muß.

Man kann die thermische Empfindlichkeit vermindern, indem nur ein Teil des Röntgenelements mit Cadmium abgedeckt wird. Dann kommt der im Abschnitt 9 beschriebene Entlade-Effekt der thermischen Neutronen zur Wirkung, der bei einer C-Pb^a-Zelle ohne Cadmium zu einer Empfindlichkeit von -0,035 V/10^9n cm^{-2} führt (vgl. Tab.9, S.47). Demnach müßte ein Röntgenelement, bei dem von den 4cm der empfindlichen Länge 3,2cm durch Cadmium abgedeckt sind, eine Empfindlichkeit von 0,13 V/rad für thermische Neutronen haben, die dann etwa der γ-Empfindlichkeit entspricht. Es ist dabei darauf zu achten, daß die verkürzte Silberelektrode möglichst gut von thermischen Neutronen abgeschirmt wird.

Messungen zur Anpassung der thermischen Empfindlichkeit an die γ-Empfindlichkeit konnten nicht durchgeführt werden, weil eine C-Ag^i-Zelle mit verkürzter Silberelektrode nicht zur Verfügung stand. Für diese Messungen in der thermischen Säule des Reaktors sind jedoch prinzipielle Schwierigkeiten nicht zu erwarten.

c) Ausgleich der Wellenlängenabhängigkeit

Mit dem Einbau einer Silberelektrode in ein Röntgenelement wird dessen Empfindlichkeit für Röntgen- und γ-Strahlung beeinflußt. Vor allem ist eine Anhebung der Empfindlichkeit für harte Röntgenstrahlung zu erwarten, da die Ordnungszahl des Silbers und damit die Ausbeute an Photoelektronen größer ist als die der als Elektronenfilter dienenden Vakuumhülle. Um diesen Effekt auszugleichen, muß die Silberelektrode mit einem dünnen Filter aus einem Material kleiner Ordnungszahl (z.B. Kupfer) versehen werden, in dem die relativ weichen Photo-Elektronen des Silbers absorbiert werden.

Der Einfluß der Silberelektrode und des zusätzlichen Elektronenfilters auf die Röntgen- und γ-Empfindlichkeit wurde an einer sogenannten "offenen" Zelle untersucht. Sie hat anstelle des Pumpstengels bei den abgeschmolzenen Zellen (s. Abb.3, S.18) einen Flansch, über den sie mit einer Vakuumpumpe verbunden ist. Als offene Zelle wurde die Zelle 7 so umgebaut, daß die Silberelektrode mit dem zusätzlichen Elektronenfilter leicht ausgewechselt werden kann. Sie wurde mit einer 40mm langen Kohlenstoff-Innenelektrode versehen, hat also die gleichen Dimensionen wie die Röntgendosimeter und die Zelle 26.

Die offene Zelle wurde mit Röntgen- und γ-Strahlung untersucht. Die Ergebnisse für die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Energie (Wellenlängenabhängigkeit) sind in Abbildung 20 dargestellt. Die drei Kurven unterscheiden sich im Aufbau der Außenelektrode, deren Daten in Tabelle 15 verzeichnet sind. In allen drei Meßreihen wurde eine 1mm dicke Außenelektrode aus Blei benutzt, die von einem Fenster, dessen Größe aus Spalte 2 hervorgeht, unterbrochen ist. Die Länge der Silberelektrode und die Dicke des zusätzlichen Elektronenfilters aus Kupfer, das der Silberelektrode von innen anliegt, sind in den Spalten 3 und 4 aufgeführt. Die letzte Spalte enthält die zugehörigen Empfindlichkeiten für epithermische Neutronen. Dabei ist berücksichtigt, daß die ß-Strahlung im Kupferfilter

geschwächt wird. (Die Empfindlichkeit für thermische Neutronen wird durch die Länge der Cadmium-Abschirmung angepaßt.)

Meß-reihe	Fenster Breite(mm)	Ag^i-Elektrode Länge(mm)	Cu-Filter Dicke(mg/cm^2)	ε_{epi} (V/rad)
A	1,3	8,0	10,2	0,17
B	1,3	6,5	28	0,13
C	0,3	6,5	28	0,13

Tab.15: Daten für die Meßreihen mit der offenen Zelle und die entsprechenden Empfindlichkeiten für epitherm.Neutr.

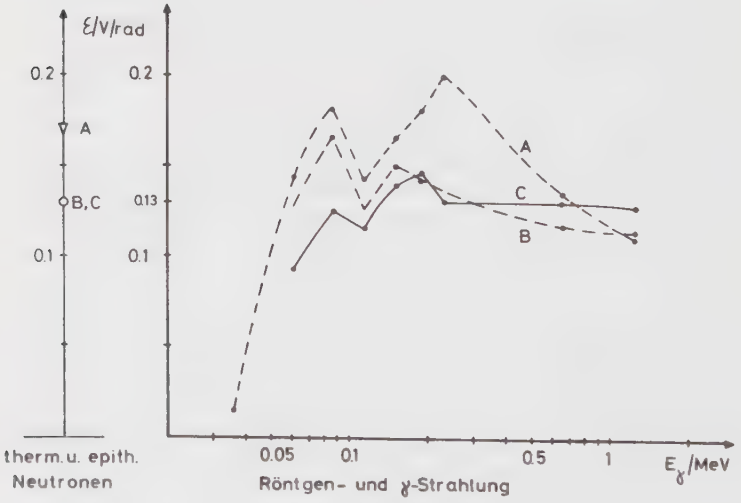

Abb.20: Anpassung der Empfindlichkeiten und Ausgleich der Wellenlängenabhängigkeit eines Dosimeters für therm. und epitherm. Neutronen, Röntgen- und γ-Strahlung durch Variation der Parameter nach Tabelle 15

Aus Abbildung 20 ist zu erkennen, daß für die Anordnung der Meßreihe A die Neutronenempfindlichkeit zwar in der Größenordnung der Röntgen- und γ-Empfindlichkeit liegt. Jedoch ist die γ-Wellenlängenabhängigkeit noch unbefriedigend. Das ausgeprägte Maximum bei harter Röntgenstrahlung wird durch die hohe Photoelektronen-Ausbeute der Silberelektrode verursacht und deutet auf eine zu geringe Wirkung des Kupferfilters . Daher wurde für die Meßreihe B ein dickeres Filter eingebaut und, um die Neutronenempfindlichkeit besser anzupassen, die Silberelektrode verkürzt. Die Wellenlängenabhängigkeit wird dadurch erheblich vermindert (s.Abb.20), jedoch bleibt noch ein Maximum für die 86keV-Strahlung. Da die Empfindlichkeit in diesem Energiebereich bereits durch das Fenster in der Bleielektrode wesentlich beeinflußt wird, kann sie durch ein kleineres Fenster verringert werden (Meßreihe C).

Die Röntgen- und γ-Empfindlichkeit beträgt jetzt im Mittel 0,13 V/rad und entspricht damit genau der Empfindlichkeit für Neutronen. Die Wellenlängenabhängigkeit ist im Bereich zwischen 75keV und 1,25MeV maximal $\pm$ 12 Prozent. Sie kann durch eine geringfügige Verbreiterung des Fensters für weiche Strahlung noch verbessert werden.

Der Fehler der Röntgen- und γ-Empfindlichkeit ergibt sich aus der Streuung der Meßpunkte in den Eichkurven (Beitrag 2 bis 3%), der Ungenauigkeit der Elektrometerempfindlichkeit (2%) und dem Fehler der mit dem Philips-Dosimeter gemessenen Dosis, der vom Hersteller mit maximal 3% angegeben wird. Daraus erhält man einen mittleren Fehler von etwa 5%. Der Fehler der Neutronenempfindlichkeiten ist schwer abzuschätzen, da diese aus den mit anderen Zellen erzielten Ergebnissen berechnet wurden. Für die epithermische Empfindlichkeit dürfte ein Fehler von 15% angemessen sein. Für die thermische Empfindlichkeit wurde nur die Methode ihrer Anpassung angegeben. Ihre genaue Bestimmung muß späteren Messungen vorbehalten bleiben, die an einer Zelle mit geeigneter Außenelektrode entsprechend Meßreihe C in Tabelle 13 durchzuführen wären.

E Eigenschaften des Dosimeters mit Strahlungselement und mögliche Meßbereiche

Das Dosimeter mit Strahlungselement vereinigt in sich eine Reihe von Eigenschaften, die besonders von Unfall- und Katastrophendosimetern gefordert werden /54/:
Es ist ein direkt ablesbares Gerät und benötigt für seine Funktion keine Hilfsenergie. Da das Dosimeter im unbestrahlten Zustand nicht aufgeladen ist, kommt es zu keiner Verfälschung der Anzeige durch Isolationsmängel. Daher ist es wartungsfrei ständig einsatzbereit. Erst nach erfolgter Bestrahlung kann durch Selbstentladung eine Verminderung der Anzeige eintreten. Jedoch ist dieser Effekt wegen der außerordentlichen Güte der Quarzisolatoren minimal.

Während beim Röntgenelement eine Ablesung des Meßwertes unmittelbar nach erfolgter Bestrahlung möglich ist, muß beim Neutronenelement gewartet werden, bis die ß-Aktivität der Außenelektrode abgeklungen ist. Wegen der kurzen Halbwertszeiten von Rhodium und Silber beträgt diese Zeit aber nur einige Minuten.

Eine wesentliche Eigenschaft des Strahlungselements ist die Unabhängigkeit des Meßeffektes von der Dosisleistung. Es zeigt die Dosis von Strahlungsblitzen, wie sie in Katastrophenfällen auftreten können, ebenso korrekt an wie die Dosis schwacher, über lange Zeit wirkender Intensitäten, die beim Strahlenschutz eine Rolle spielen.

Das Meßwertverhältnis, d.h. das Verhältnis von Anfangs- und Endwert des Meßbereichs, ist durch die Charakteristik des Elektrometers gegeben. Bei Verwendung der einfachen Schlingenelektrometer mit einer im Anfangsteil quadratischen Charakteristik ist es nur etwa 1:10. Jedoch läßt sich mit Spezialelektrometern nach BASLER /55/, die eine quasi-lineare oder quasi-logarithmische Charakteristik haben, oder bei Verwendung einer Hilfsspannung zur Ablesung /10/ eine wesentliche Verbesserung des Meßwertverhältnisses bis 1:100 erreichen.

Nach den Ergebnissen der Kapitel C und D bestehen folgende Möglichkeiten für den Meßbereich von Dosimetern mit Strahlungselementen. Es wird davon ausgegangen, daß die Elektrometer einen Vollausschlag von 60 bis 70 Volt haben.

1. γ-unempfindliches Dosimeter für thermische und epithermische Neutronen (vgl. Abschnitt 11)
   a) Fe/C-Ag^a-Zelle (100 μ Ag)
      Neutronenempfindlichkeit: 0,43 V/rad
      γ-Empfindlichkeit: max. 9%
      Vollausschlag: 150 rad
   b) Fe-Ag^i-Zelle (300 μ Ag)
      Neutronenempfindlichkeit: 0,64 V/rad
      γ-Empfindlichkeit: max. 22%
      Vollausschlag: 100 rad

2. Dosimeter für thermische und epithermische Neutronen, Röntgen- und γ-Strahlung (vgl. Abschnitt 12)
   C-Ag^i/Pb^a-Zelle
   Neutronen- und γ-Empfindl.: 0,13 V/rad
   Vollausschlag: 500 rad

3. γ-unempfindliches Dosimeter mit optimaler Empfindlichkeit für thermische Neutronen
   a) Fe-Ag^i-Zelle (300 μ Ag)
      Neutronenempfindlichkeit: thermisch 4,4 V/rad
      epithermisch 15%
      γ-Empfindlichkeit: max. 3%
      Vollausschlag: 15 rad
   b) Fe-Rh^i-Zelle (200 μ Rh), berechnet
      Neutronenempfindlichkeit: thermisch 8,1 V/rad
      epithermisch $<$15%
      γ-Empfindlichkeit max. 3%
      Vollausschlag 8 rad

Werden Elektrometer mit anderer Empfindlichkeit benutzt, so läßt sich der Meßbereich der Dosimeter verändern. Es ist damit möglich, ein γ-unempfindliches Dosimeter nach 1. mit einem Vollausschlag von 500 rad zu entwickeln, wie er vom Standpunkt der Unfalldosimetrie sinnvoll erscheint.

Die Neutronenelemente nach 3. sind für die Dosimetrie schneller Neutronen unter Benutzung eines Moderators geeignet, da es hier auf eine optimale Empfindlichkeit für thermische Neutronen ankommt. Untersuchungen zu diesem Problemkreis sind von JUNKER /10/ durchgeführt worden.

7. Zusammenfassung

Nach einer kurzen Beschreibung einiger grundlegender Begriffe der Neutronenphysik und der Dosimetrie, die in der vorliegenden Arbeit von Bedeutung sind, wurde die Theorie des Neutronenelements behandelt. Es ergab sich, daß mit Neutronenelementen, bei denen die β-Aktivierung von natürlichem Silber als Meßeffekt ausgenutzt wird, thermische und - sofern man ein Normalspektrum voraussetzt - auch epithermische Neutronen direkt gemessen werden können.

Die Empfindlichkeiten von Neutronenelementen wurden berechnet und dabei der Einfluß der Wirkungsquerschnitte, der Energie der β-Strahlung, der Elektronenrückstreuung und anderer Parameter diskutiert.

Zur experimentellen Bestimmung der Empfindlichkeit wurden verschiedene Neutronenelemente im Reaktor BER mit thermischen und epithermischen Neutronen bestrahlt. Es wurde die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Elektrodendicke ermittelt. Dabei zeigte sich, daß die optimale Dicke der Silberelektrode für thermische Neutronen bei 400 µm, für epithermische Neutronen bei 300 µm liegt. Außerdem wurde der Einfluß des Kollektormaterials auf die Empfindlichkeit für thermische Neutronen untersucht. Für die Messungen mit epithermischen Neutronen war eine genügend γ-unempfindliche Zelle nötig, die wurde durch eine geeignete Kombination der Innenelektrode

aus Kohlenstoff und Eisen erhalten.

Die gemessenen Empfindlichkeiten stimmen im allgemeinen mit den von der Theorie geforderten Werten überein. Abweichungen lassen sich durch Effekte erklären, die in der Theorie nicht berücksichtigt worden sind.

Im Rahmen der Entwicklung eines γ-unempfindlichen Dosimeters für thermische und epithermische Neutronen wurden Messungen mit gefilterter Röntgenstrahlung und der γ-Strahlung von Cs^{137}- und Co^{60}-Präparaten durchgeführt. Es wurde gezeigt, daß die γ-Empfindlichkeit eines solchen Dosimeters nicht größer als 9 Prozent der Neutronenempfindlichkeit (0,43 V/rad $\pm$ 12 %) ist. Dies reicht für den praktischen Fall der Unfalldosimetrie zweifellos aus. Der erste Teil der gestellten Aufgabe ist damit im Rahmen der technischen Gegebenheiten gelöst.

Ein Dosimeter für Neutronen und γ-Strahlung wurde durch die Kombination eines Neutronenelements mit einem Röntgenelement erhalten. Seine Wellenlängenabhängigkeit für Röntgen- und γ-Strahlung konnte durch ein zusätzliches Elektronenfilter im Bereich zwischen 75keV und 1,25MeV auf maximal $\pm$ 12 Prozent reduziert werden. Die Empfindlichkeit beträgt dann für γ-Strahlung in diesem Spektralbereich und für thermische und epithermische Neutronen 0,13 V/rad $\pm$ 15 %. Die gestellte Aufgabe ist damit auch in dieser Hinsicht gelöst.

Für thermische Neutronen schließlich läßt sich ein Dosimeter mit der besonders hohen Empfindlichkeit von 8,1 V/rad bauen, wenn als Material für die emittierende Elektrode Rhodium benutzt wird. Es kann für die Dosimetrie schneller Neutronen unter Benutzung eines Moderators verwendet werden.

Literaturverzeichnis

1 Hess,B.: DBP 940847

2 Hosemann,R., Warrikhoff,H.F.H.: Kerntechnik 5(1963)114

3 Hosemann,R., Warrikhoff,H.F.H.: Nucleonics 22,3(1964)51

4 Warrikhoff,H.F.H.: Z.f.angew.Physik 18(1964)44,84,95

5 Speyer,K.: Die Telefunken Röhre 47(1967)309

6 Hosemann,R., Warrikhoff,H.F.H.: Neutron Dosimetry Vol.II IAEA, Wien (1963)411

7 Hosemann,R., Warrikhoff,H.F.H.: Personnel Dosimetry for Radiation Accidents, IAEA, Wien (1965)189

8 Melde D.: Diplomarbeit FU Berlin (1967)

9 Hosemann,R., Warrikhoff,H.F.H., Haase,J., Melde,D., Junker,D.; Neutron Monitoring, IAEA, Wien (1967)495

10 Junker,D.: Dissertation FU Berlin (1970)

11 NBS-Handbook 84, Washington (1962)

12 Jäger,G.: Dosimetrie und Strahlenschutz, Thieme-Verlag Stuttgart (1959) 72

13 NBS-Handbook 63, Washington(1957)

14 Snyder,W.S., Neufeld,J.: Brit.J.Radiol.28(1955)342

15 Auxier,J.A., Snyder,W.S., Jones,T.D. in: Attix,F.H., Roesch,W.C.: Radiation Dosimetry Academic Press New York, London (1968)

16 Report of the RBE-Committee: Health Physics 9(1963)357

17 Auxier,J.A., Wright, C.N., Unruh,C.M.: General Considerations in Nuclear Accident Dosimetry and Standardization AED-Conf. 030-012

18 Piesch,E.: Kerntechnik 7 (1965)279

19 Glastone,S.: Die Wirkungen der Kernwaffen, Heymanns-Verlag Köln Berlin Bonn (1964) 552

20 Beckurts,K.H., Wirtz,K.: Neutron Physics, Springer-Verlag Berlin Göttingen Heidelberg New York (1964) 99

21 s. Ref.20, S.116ff

22 Michaelis,W.: Kerntechnik 7(1965)256

23 Dennis,J.A.: Personnel Dosimetry Using Activation Techniques, ENEA Symposium Madrid (1963) 189

24 Smith,J.W., Boot,S.J., Dennis,J.A.: Personnel Dosimetry for Radiation Accidents, IAEA, Wien (1965) 369
25 Anderson, L.I., Duffy,T.L., Sedlet,J., O Neil,D.P.: Pers. Dos. for Rad. Acc., IAEA, Wien (1965) 645
26 Henning,K.D., Janssen,U.A., Mielken,G.N.: Neutron Monitoring, IAEA, Wien (1967) 651
27 Adams,N., Dennis,J.A.: Neutron Dosimetry Vol.I, IAEA Wien (1963)173
28 Hughes,D.J.: Pile Neutron Research, Addison-Wesley-Publishing Company, Cambridge, Mass. (1953)
29 Stehn,J.R., Goldberg,M.D.: Neutron Cross Sections BNL 325, Sec.Ed., Suppl.2 (1964)
30 s. Ref.20, S.276
31 s. Ref.20, S.9,65ff
32 Hellwege K.H.: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Band 1 Springer Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg (1961)
33 s. Ref.20, S.407ff
34 Siegbahn,K.: Alpha-,Beta- and Gamma-Ray-Spectroscopy North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1965),Vol.1
35 Haase,J.: Dissertation FU Berlin (1970)
36 Baker,R.G., Katz,L.: Nucleonics 11,2(1953)14
37 Greenfield,M.A.: Nucleonics 15,3(1957)57
38 Burtt,B.: Nucleonics 5,2(1949)28
39 Frank,H.: Z.f.Naturf. 14a(1959)247
40 Gleason,G.I., Taylor,J.D., Tabern,D.L.: Nucleonics 8,5(1951)12
41 Meister,H.: Z.f.Naturf. 13a(1958)722
42 Duncan,J.F., Thomas,F.G.: Nucleonics 15,10(1957)83
43 Huber,O. u.a.: Helv. Physica Acta 18(1945)221
44 s. Ref.20, S.239ff
45 Wirtz,K., Beckurts,K.H.: Elementare Neutronenphysik Springer Verlag, Berlin Göttimgen Heidelberg (1958) 128
46 Männer,W.,Springer,T.: Nukleonik 1(1959)337
47 Buchholz,H.: Ergebnisse der angewandten Mathematik Springer Verlag, Berlin 1953
48 Hughes,D.J., Schwartz,R.B.: Neutron Cross Sections BNL 325 (1958)

49 Glendenin, L.E.: Nucleonics 2,1(1948)12
50 Buchholz,H., Wasserroth,K.: HMI-B20 (1961)
51 s. Ref.20, S.275
52 Troubetzkoy,E., Goldstein,H.: Nucleonics 18,11(1960)
53 s. Ref.20, S.275
54 Wachsmann,F.: Zivilschutz 28,3und4 (1964) 98,132
55 Basler,G.: Dissertation TU Berlin (1967)

Herrn Prof.Dr.R.Hosemann danke ich besonders für seine Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt auch der Arbeitsgruppe von Herrn Dipl.Phys. Schiekel bei der Firma AEG-Telefunken in Ulm für die Herstellung der Neutronenelemente.

Herrn Dr. Wasserroth und seinen Mitarbeitern im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung möchte ich für die Unterstützung bei den Messungen am Reaktor Dank sagen.

Für sein Interesse an dieser Arbeit danke ich auch Herrn Prof.Dr.S.Wilking.

Dem Senat von Berlin, der aus Mitteln des ERP-Fonds die Arbeiten finanziell gefördert hat, bin ich zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

1940 wurde ich am 25. Februar als Sohn des Verwaltungsbeamten Kurt Melde und seiner Ehefrau Hildegard, geb. Thieme, in Spremberg geboren. Von
1946 bis 1954 besuchte ich die Grundschule in Spremberg und anschließend bis zum Abitur im Jahre
1958 die Oberschule.

Im September 1958 verlegte ich meinen Wohnsitz nach West-Berlin und bestand nach einjährigem Schulbesuch die Anerkennungsprüfung für das Reifezeugnis der DDR.

Mit dem Wintersemester
1959/60 begann ich das Studium der Physik an der Freien Universität Berlin. Im Herbst
1962 legte ich die Diplomvorprüfung ab.

Meine akademischen Lehrer waren in Physik die Professoren Honerjäger, Lassen, Grawert, Päsler und Theis; in Mathematik die Professoren Dinghas, Grotemeyer und Ringel; in Chemie die Professoren Jahr und Lautsch.

Im Wintersemester
1964/65 begann ich meine Diplomarbeit bei Prof.Dr.R.Hosemann am Fritz Haber-Institut der Max Planck-Gesellschaft. Die Diplomprüfung bestand ich im Februar
1967. Seit dieser Zeit arbeite ich bei Prof. Hosemann an meiner Dissertation.

B. Ladewig · Dissertationsdruck · 1 Berlin 12 · Pestalozzistr. 105 · Tel. 318885